



# Etude des fermetures de couche $N=40$ et $N=50$

Orianna Perru

## ► To cite this version:

Orianna Perru. Etude des fermetures de couche  $N=40$  et  $N=50$ . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2004. Français. NNT: . tel-00008024

**HAL Id: tel-00008024**

**<https://theses.hal.science/tel-00008024>**

Submitted on 12 Jan 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

***UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY***

**THESE**

**Présentée pour obtenir**

**Le GRADE de DOCTEUR en SCIENCES de l'UNIVERSITE PARIS XI  
ORSAY**

**par**

**Orianna PERRU**

**Le 10 Décembre 2004**

**Sujet :**

**Etude de fermetures de couches  $N=40$  et  $N=50$  dans les  
noyaux riches en neutrons**

**COMPOSITION DU JURY :**

N. Frascaria	Présidente
G. Sletten	Rapporteur
M. Huyse	Rapporteur
M. Lewitowicz	
D. Guillemaud-Mueller	
F. Ibrahim	
O. Sorlin	



# Remerciements





# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>9</b>
1.1	Historique de la découverte du noyau . . . . .	9
1.2	Nombres magiques dans les noyaux . . . . .	10
1.2.1	Mise en évidence des nombres magiques . . . . .	10
1.2.2	Le modèle en couches . . . . .	10
1.2.3	Propriétés des noyaux magiques . . . . .	13
1.3	Universalité des nombres magiques ? . . . . .	15
1.3.1	Le cas $N=40$ . . . . .	16
1.3.2	Premières interprétations . . . . .	17
1.4	Etude des fermetures de couches $N=40$ et $N=50$ . . . . .	18
1.4.1	Mesures de $B(E2)$ autour de $N=40$ . . . . .	19
1.4.2	Spectroscopie $\gamma$ autour de $N=50$ . . . . .	20
1.5	Les faisceaux radioactifs . . . . .	20
1.5.1	Séparation en vol . . . . .	21
1.5.2	Séparation isotopique en ligne (ISOL) . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Excitation coulombienne de <math>^{70}\text{Ni}</math>, <math>^{74}\text{Zn}</math> et <math>^{76}\text{Ge}</math></b>	<b>25</b>
2.1	Présentation générale . . . . .	25
2.2	Production des faisceaux . . . . .	26
2.3	Dispositif expérimental . . . . .	29
2.3.1	Identification des ions . . . . .	30
2.3.2	Reconstruction des trajectoires . . . . .	31
2.3.3	Taux isomérique du $^{70}\text{Ni}$ . . . . .	35
2.3.4	Détection des photons avec les clovers EXOGAM . . . . .	39
2.4	Electronique et acquisition . . . . .	40
2.4.1	Montage électronique . . . . .	40
2.4.2	Principe de l'acquisition . . . . .	42
2.5	Analyse des données . . . . .	44
2.5.1	Correction Doppler . . . . .	44
2.5.2	Multiplicité $\gamma$ . . . . .	49
2.5.3	Reconstruction des angles . . . . .	50

2.5.4	Comptage des ions . . . . .	50
2.5.5	Détermination des probabilités de transition réduites . . . . .	55
<b>3</b>	<b>Etude de noyaux proches de N=50</b>	<b>61</b>
3.1	PARRNe au tandem d'Orsay . . . . .	61
3.1.1	Productions des faisceaux radioactifs à PARRNe . . . . .	62
3.1.2	Productions à PARRNe . . . . .	69
3.2	Les expériences de physique sur PARRNe . . . . .	76
3.2.1	Montage expérimental . . . . .	78
3.2.2	Traitement des données . . . . .	81
3.3	Analyse des données . . . . .	84
3.3.1	Décroissance des noyaux $^{83,84}_{31}\text{Ga}$ . . . . .	84
3.3.2	Décroissance du $^{81}_{30}\text{Zn}$ . . . . .	93
<b>4</b>	<b>Discussion</b>	<b>95</b>
4.1	Modèles utilisés . . . . .	95
4.1.1	Modèle de séniorité . . . . .	95
4.1.2	Modèle en couches . . . . .	97
4.1.3	Approche microscopique variationnelle . . . . .	100
4.2	Discussion des résultats . . . . .	107
4.2.1	Calculs de type séniorité . . . . .	107
4.2.2	Calculs de modèle en couche sur les Ni . . . . .	111
4.2.3	Approche microscopique variationnelle . . . . .	115
4.2.4	Résumé des résultats sur N=40 . . . . .	124
4.2.5	Systématique des états de basse énergie des isotones N=51 . . . . .	125
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>Théorie de l'excitation coulombienne</b>	<b>137</b>
A.1	Théorie sommaire de l'excitation coulombienne classique . . . . .	137
<b>B</b>	<b>Calcul des erreurs sur les <math>B(E2)</math></b>	<b>141</b>
B.1	Incertitude sur le nombre de photons . . . . .	141
B.2	Incertitude sur le nombre d'ions . . . . .	142
B.2.1	$^{76}\text{Ge}$ . . . . .	142
B.2.2	$^{74}\text{Zn}$ . . . . .	142
B.2.3	$^{70}\text{Ni}$ . . . . .	143
B.3	Incertitude sur le $B(E2)$ . . . . .	144

<b>C Mesures de production à PARRNe</b>	<b>145</b>
C.1 Mesure de $\Phi_1$ . . . . .	146
C.2 Mesure de $\Phi_2$ . . . . .	146
C.2.1 Equation avec faisceau . . . . .	146
C.2.2 Sans faisceau . . . . .	148
C.3 Autre mesure de $\Phi_1$ . . . . .	149
C.3.1 Avec faisceau . . . . .	149
C.3.2 Sans faisceau . . . . .	150
<b>D Constitution des coïncidences</b>	<b>151</b>
<b>E Détermination des fonctions d'onde : CHFB</b>	<b>159</b>
E.1 Théorie du champ moyen . . . . .	159
E.2 HFB avec contraintes . . . . .	160
<b>F Compléments analytiques</b>	<b>161</b>
F.1 Détermination de Cranking du tenseur d'inertie . . . . .	161
F.2 L'interaction de Gogny . . . . .	161
F.3 Propriétés de symétrie . . . . .	162
F.3.1 Base d'oscillateur harmonique triaxial	
162	
F.3.2 Symétries triaxiales	
163	
<b>G Tests de convergence des calculs HF Bohr</b>	<b>165</b>
G.1 Troncatures . . . . .	165
G.1.1 Taille de la base d'OH . . . . .	166
G.1.2 Taille de la base de Bohr . . . . .	168
<b>H Résultats des calculs sur les Zn</b>	<b>169</b>
<b>I Résultats des calculs sur les Ge</b>	<b>173</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>177</b>



# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Historique de la découverte du noyau

Jusqu'à la fin du 19<sup>ème</sup> siècle, l'atome (comme son nom l'indique) était considéré comme une espèce indivisible. Le premier modèle présentant l'atome comme une espèce formée d'autres particules plus petites a été proposé par Thompson en 1897 après qu'il ait découvert l'électron : pour lui le noyau est une sorte de "pudding" comportant des particules de charge positive et d'autres de charge négative en nombre égal pour assurer la neutralité de l'ensemble.

Rutherford en 1911 réalisa la première expérience destinée à sonder l'atome. Celle ci consistait à exposer une fine épaisseur de matière (de l'or en l'occurrence) à une source de particules  $\alpha$  et à mesurer le nombre de particules diffusées en fonction de l'angle entre la direction incidente et la direction émergente. Les résultats montrèrent qu'une grande partie des particules  $\alpha$  n'étaient pas déviées de leur trajectoire, ce qui signifiait qu'elles ne rencontraient pas de matière (ou de la matière peu dense) ; d'autres en revanche étaient fortement défléchies signant ainsi une collision avec une zone de matière très dense. Rutherford interpréta ces résultats en proposant un nouveau modèle pour l'atome où celui ci était constitué d'un nuage d'électrons gravitant autour d'un coeur central positif très dense et de faible dimension devant celle de l'atome. Ses travaux lui permirent de découvrir le proton en 1919, et de prédire l'existence du neutron.

Ce n'est qu'en 1932, avec la découverte du neutron par Chadwick, que le noyau est représenté tel que nous le connaissons aujourd'hui c'est à dire constitué de protons et de neutrons.

## 1.2 Nombres magiques dans les noyaux

### 1.2.1 Mise en évidence des nombres magiques

Dès 1948, en étudiant les abondances isotopiques, M. G. Mayer a noté que les noyaux possédant 50 ou 82 protons et/ou 50, 82 ou 126 neutrons étaient particulièrement stables. En particulier, comme on peut le voir sur la figure 1.1, il existe sept isotones stables pour  $N=82$ , et six pour  $N=50$ . En étudiant plus attentivement ces noyaux, elle a mis en évidence que les énergies de séparation neutron ou proton présentaient des discontinuités pour ces nombres de nucléons [1] : les noyaux possédant un nombre particulier de protons ou de neutrons sont plus liés que leurs voisins. Ce phénomène est similaire à ce qui se passe pour les gaz rares pour lesquels le potentiel d'ionisation augmente brusquement par rapport à leurs voisins. Les propriétés de l'atome sont décrites dans le cadre du modèle en couches, et les gaz rares correspondent à des atomes dont la couche la plus externe est remplie. Par analogie avec l'atome, M. G. Mayer a interprété les discontinuités dans les énergies de séparation comme le signe de l'existence de fermetures de couches dans les noyaux.

### 1.2.2 Le modèle en couches

Les similitudes entre le noyau et l'atome ont conduit M. G. Mayer et D. Jensen à construire un modèle en couches nucléaires [2, 3, 4]. Dans ce modèle on considère les particules (les électrons pour l'atome, les nucléons pour le noyau) comme des particules indépendantes se mouvant dans un potentiel moyen. Dans le modèle atomique, les électrons sont soumis à l'action du champ électromagnétique créé par le noyau tandis que dans le modèle nucléaire, les nucléons subissent un potentiel qu'ils créent eux mêmes. L'hypothèse de particules indépendantes est justifiée par le fait que, les nucléons étant des fermions, le principe de Pauli confère aux nucléons un libre parcours moyen très grand devant la taille du noyau.

Le principe du modèle en couches sera exposé plus en détail par la suite (chapitre 4.1.2). Il faut retenir ici que le potentiel utilisé le plus souvent est un oscillateur harmonique avec une correction de surface en  $l^2$  et surtout une composante de spin orbite en  $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ . La figure 1.2 montre les séquences des couches obtenues avec un tel potentiel.

Le terme de bord a pour effet de lever la dégénérescence en  $l$  de l'oscillateur harmonique et d'abaisser fortement l'orbitale de plus grand  $l$ . Le terme de spin orbite lève la dégénérescence en  $j = l \pm \frac{1}{2}$ , l'orbitale de  $j = l + \frac{1}{2}$  étant plus abaissée que celle de  $j = l - \frac{1}{2}$ . Ainsi pour un nombre principal d'oscilla-

				<sup>92</sup> Mo		<sup>94</sup> Mo	<sup>95</sup> Mo	<sup>96</sup> Mo	<sup>97</sup> Mo	<sup>98</sup> Mo		<sup>100</sup> Mo
						<sup>93</sup> Cb						
				<sup>90</sup> Zr	<sup>91</sup> Zr	<sup>92</sup> Zr		<sup>94</sup> Zr		<sup>96</sup> Zr		
				<sup>89</sup> Y		N=52	N=53	N=54	N=55	N=56	N=57	N=58
<sup>84</sup> Sr	<sup>85</sup> Sr	<sup>86</sup> Sr	<sup>87</sup> Sr	<sup>88</sup> Sr								
		<sup>85</sup> Rb		<sup>86</sup> Rb								
<sup>82</sup> Kr	<sup>83</sup> Kr	<sup>84</sup> Kr		<sup>86</sup> Kr								
<sup>81</sup> Br				N=50	N=51							
<sup>80</sup> Se		<sup>82</sup> Se										
N=46	N=47	N=48	N=49									

				<sup>144</sup> Sm			<sup>147</sup> Sm	<sup>148</sup> Sm	<sup>149</sup> Sm	<sup>150</sup> Sm		<sup>152</sup> Sm
				<sup>142</sup> Nd	<sup>143</sup> Nd	<sup>144</sup> Nd	<sup>145</sup> Nd	<sup>146</sup> Nd		<sup>148</sup> Nd		<sup>150</sup> Nd
				<sup>141</sup> Pr		N=84	N=85	N=86	N=87	N=88	N=89	N=90
<sup>136</sup> Ce		<sup>138</sup> Ce		<sup>140</sup> Ce								
				<sup>139</sup> La								
<sup>134</sup> Ba	<sup>135</sup> Ba	<sup>136</sup> Ba	<sup>137</sup> Ba	<sup>138</sup> Ba								
<sup>133</sup> Cs												
<sup>132</sup> Xe		<sup>134</sup> Xe		<sup>136</sup> Xe								
				N=82	N=83							
<sup>130</sup> Te												
N=78	N=79	N=80	N=81									

FIG. 1.1 – Extraits de la charte des nuclides autour de N=50 et N=82 représentant les noyaux stables ou ayant une durée supérieure à  $10^{11}$  ans qui ont servi à M. G Mayer pour mener ses réflexions, source [2].



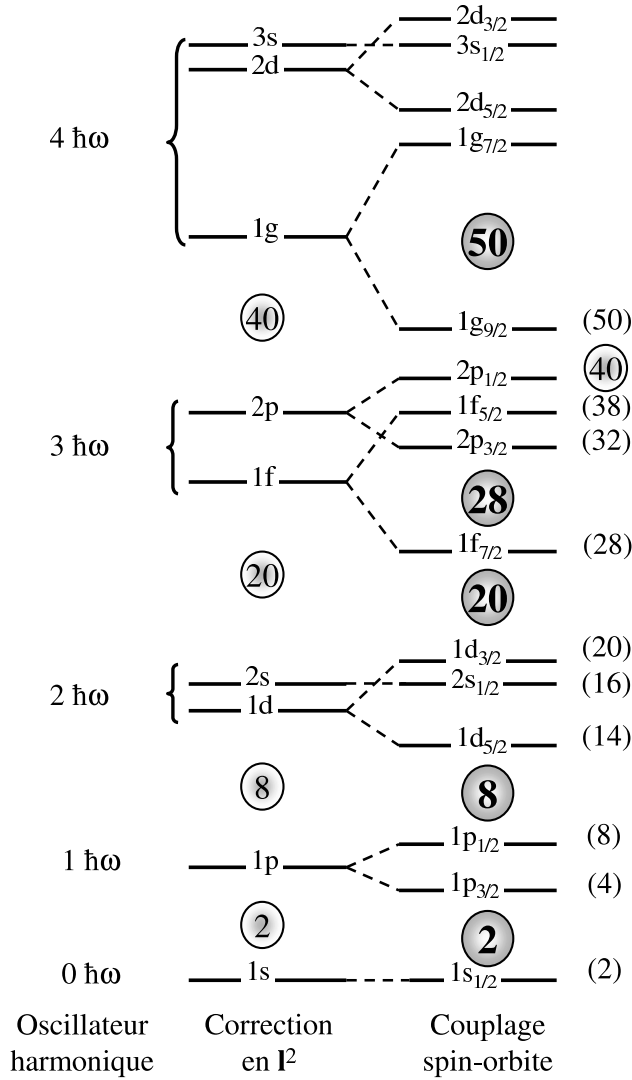


FIG. 1.2 – Extrait du modèle en couches nucléaire.

teur harmonique supérieur à 3, l'orbitale de plus grand  $l$  d'une couche, et de  $j = l + \frac{1}{2}$  est tellement abaissée qu'elle rejoint celles de la couche inférieure. Cette orbitale, qui a une parité différente de celle des orbitales de la couche inférieure, est appelée orbitale intruse. L'intrusion de ces orbitales dans les couches inférieures crée de forts sauts en énergie (appelés gaps), différents de ceux de l'oscillateur harmonique, qui causent la sur-stabilité des noyaux

possédant un nombre de protons ou de neutrons égal à 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 qui correspondent à une orbitale intruse pleine.

Ces nombres privilégiés de proton et de neutrons sont appelés "nombres magiques". Un noyau possédant un nombre magique de proton ou de neutron est dit magique, ou doublement magique lorsqu'il possède un nombre magique de protons et de neutrons.

Ce modèle, élaboré à la fin des années 40, s'est révélé très efficace pour prédire le spin et la parité de l'état fondamental des noyaux impairs proches des nombres magiques et est encore utilisé aujourd'hui pour calculer les spins et parités des états excités des noyaux ainsi que leur spectre en énergie.

### 1.2.3 Propriétés des noyaux magiques

#### Energie du premier état excité

La sur-stabilité des noyaux possédant un nombre magique de protons ou de neutrons a des conséquences directes sur l'énergie de leur premier état excité.

L'évolution de l'énergie du premier état excité  $2^+$  des noyaux pair-pairs (ayant un nombre pair de protons et de neutrons), représentés sur la figure 1.3, illustre bien ce phénomène : l'énergie du premier état excité des noyaux simplement magiques est systématiquement supérieure à celle des noyaux non magiques, et cet effet est encore plus flagrant pour les noyaux doublement magiques. Ceci signifie qu'il faut fournir une très grande énergie pour exciter un noyau situé sur une couche fermée. Ce phénomène se comprend aisément dans le cadre du modèle en couches sphérique : la seule façon d'exciter un noyau pair-pair est de briser une paire de nucléons appariés et de créer une paire particule-trou en promouvant un des deux nucléons dans la couche supérieure. L'énergie nécessaire est alors considérable puisqu'il faut fournir l'énergie pour briser la paire dans un premier temps ( $\approx 2$  MeV), puis l'énergie nécessaire à la promotion d'un nucléon au delà du gap magique. C'est ce qui explique que l'énergie du premier état excité des noyaux magiques est bien supérieure à celle de leurs voisins. Pour un noyau non sphérique (loin des fermetures de couches), il est possible de former un état  $2^+$  collectif (en faisant tourner le noyau par exemple). De tels états sont à des énergies très faibles et sont très faciles à peupler.

#### Probabilité de transition E2

Une mesure de la collectivité du noyau est une autre méthode pour tester la "magie" des noyaux, complémentaire de la mesure des énergies  $2^+$ . Pour

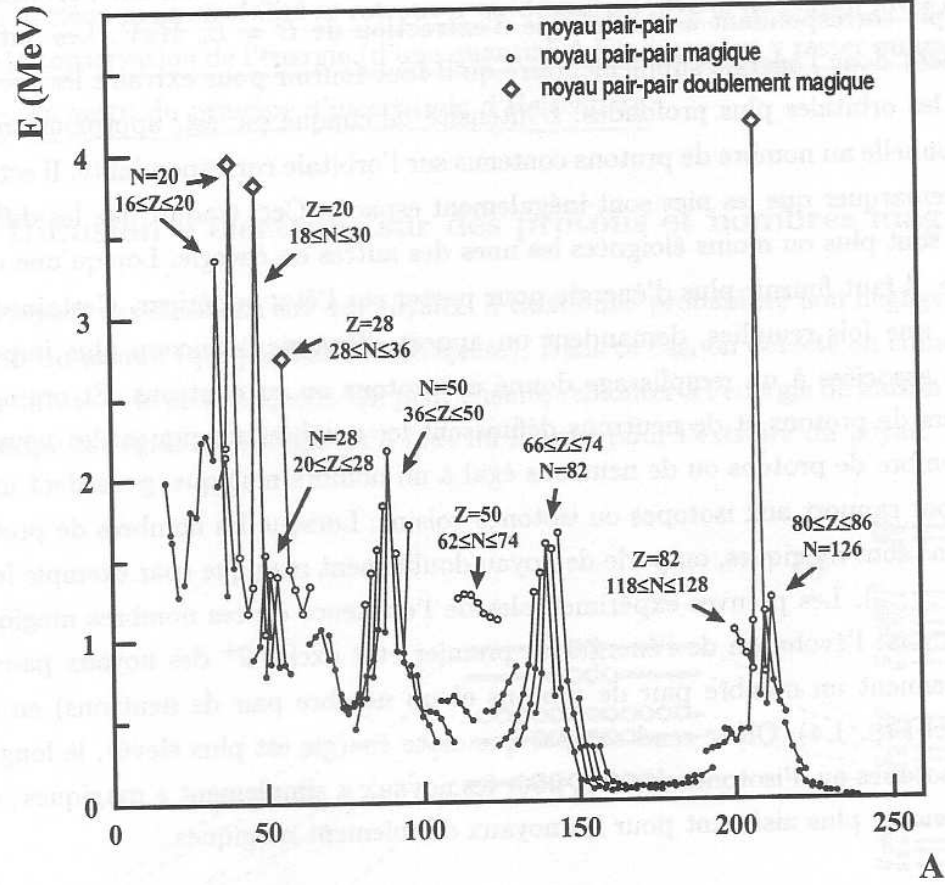


FIG. 1.3 – Energies du premier état excité  $2^+$  des noyaux pair-pairs.

cela on peut mesurer la probabilité de transition entre l'état excité  $2^+$  et l'état fondamental  $0^+$ . Cette probabilité, notée  $B(E2)$  sera donc très faible pour des noyaux magiques difficiles à exciter, et atteindra des valeurs élevées pour des noyaux déformés très collectifs. La probabilité de transition  $T(\lambda)$  de multipolarité  $\lambda$  s'écrit :

$$T(\lambda) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\hbar\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B(\lambda)$$

où  $E_\gamma$  est l'énergie de la transition,  $(2\lambda+1)!! = 1 \times 3 \times 5 \dots \times (2\lambda+1)$ , et  $B(\lambda)$  est la probabilité de transition réduite donnée par :

$$B(\lambda) = |\langle \Psi_f | \mathcal{M}_{\lambda\mu} | \Psi_i \rangle|^2$$

où les  $\mathcal{M}_{\lambda\mu}$  sont les opérateurs multipolaires entre les états finaux et initiaux du noyau définis par les fonctions d'ondes  $\Psi_f$  et  $\Psi_i$ .

La figure 1.4 montre l'évolution de cette probabilité, notée  $B(E2)$  pour les noyaux pair-pairs en fonction de la masse pour différentes chaînes isotopiques. On observe que le  $B(E2)$  chute considérablement aux fermetures de couches neutrons, et qu'il augmente pour les noyaux se trouvant en milieu de couche.

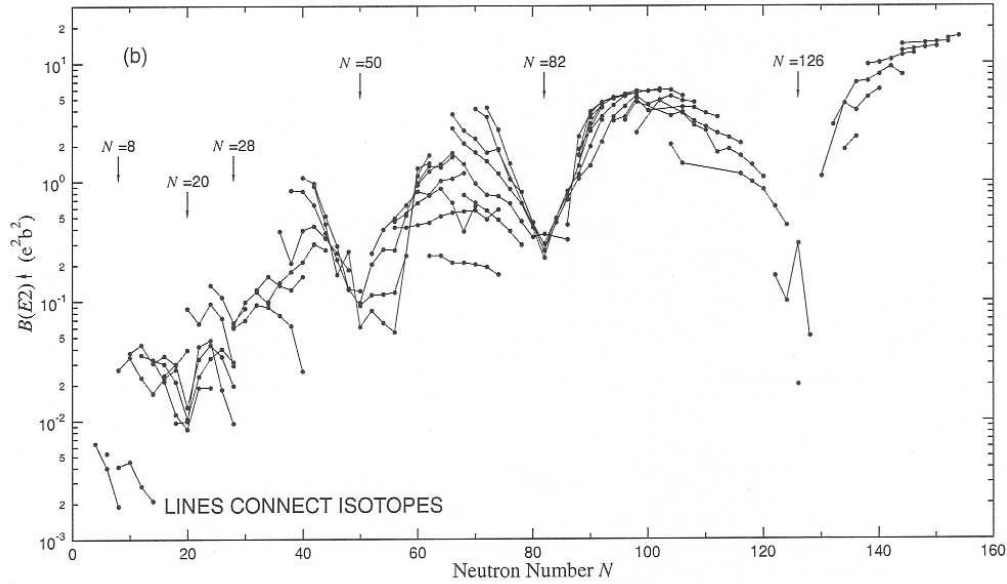


FIG. 1.4 –  $B(E2)$  des noyaux pair-pairs.

### 1.3 Universalité des nombres magiques ?

Avec les avancées techniques, le nombre de noyaux accessibles s'est considérablement enrichi. Les noyaux en dehors de la vallée de stabilité ont commencé à être étudiés et on a commencé à voir des "contradictions" avec les prédictions du modèle en couches, en particulier pour les noyaux riches en neutrons. La raison de cela est simple : ces modèles ont été élaborés il y a de cela plusieurs années, à partir des données expérimentales disponibles à ce moment et qui concernaient essentiellement les noyaux proches de la stabilité. Les informations obtenues grâce à l'étude des noyaux exotiques vont permettre de contraindre les modèles et de les améliorer.

Une information importante pour réaliser des calculs de modèle en couches concerne les fermetures de couches et donc les nombres magiques. Or il a été mis en évidence que ces nombres magiques évoluent lorsqu'on s'éloigne de la stabilité vers les noyaux riches en neutrons.

L'exemple le plus représentatif concerne la disparition de  $N=20$ . La première indication de l'affaiblissement d'une fermeture de couche a été révélée autour de  $N=20$  : les noyaux de  $^{31}_{11}\text{Na}$  et  $^{32}_{12}\text{Mg}$  présentent en effet des anomalies dans leur énergie de liaison [5], dans leur rayon carré de charge [6], et leur spectre en énergie [7]. Sur la figure 1.5 sont représentées les énergies  $2^+$  de Mg ( $Z=12$ ) et S ( $Z=16$ ). La courbe des énergies  $2^+$  sur les isotopes de S présente un maximum à  $N=20$ , caractéristique d'une fermeture de couche ; le Mg en revanche a une énergie  $2^+$  très faible pour  $N=20$ . De plus, si on observe la courbe des  $B(E2)$  le long de  $N=20$  (figure 1.6), ceux ci restent relativement constants entre le Ca et Si, et avec de faibles valeurs, tandis que le  $B(E2)$  de  $^{32}\text{Mg}$  est supérieur aux autres d'un facteur 4. Ce comportement du  $^{32}\text{Mg}$  indique un changement de structure qui évoque l'affaiblissement du gap  $N=20$ .

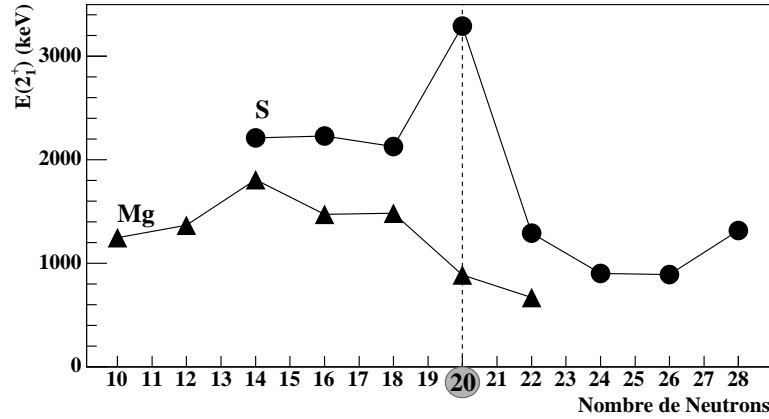
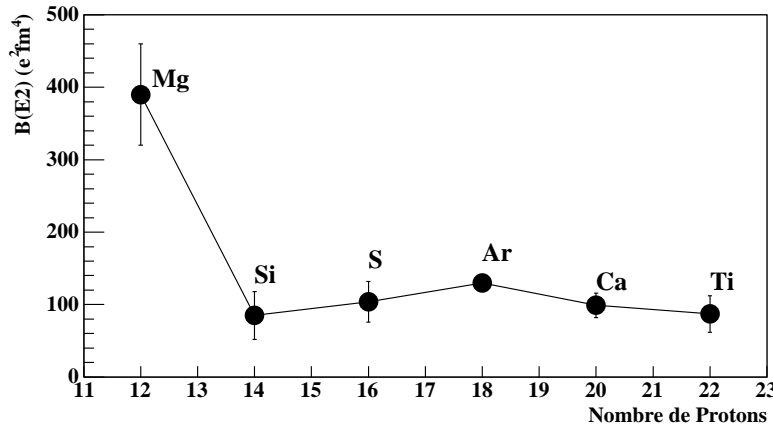


FIG. 1.5 – Énergies  $2^+$  des chaînes isotopiques de S et Mg.

### 1.3.1 Le cas $N=40$

Un phénomène opposé a été observé avec l'étude du  $^{68}_{28}\text{Ni}$ . On observe que le premier état excité de ce noyau à 1770 keV est un état  $J^\pi = 0^+$  et que l'état  $J^\pi = 2^+$  est situé juste au dessus à 2033 keV [8]. Cette situation est très rare dans les noyaux pair-pairs légers et seuls quelques uns tels que  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{72}\text{Ge}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  ou  $^{98}\text{Mo}$  possèdent cette particularité. De plus, si on regarde la figure 1.7, où les énergies  $2^+$  et les  $B(E2)$  de  $^{28}\text{Ni}$ ,  $^{30}\text{Zn}$  et  $^{32}\text{Ge}$  sont représentées, on constate que l'énergie  $2^+$  du  $^{68}\text{Ni}$  [8] est très supérieure aux énergies  $2^+$  des autres isotopes de Ni (excepté le  $^{56}\text{Ni}$  qui est doublement magique  $N,Z=28$ ), et son  $B(E2)$  est très faible [9], et même inférieur

FIG. 1.6 –  $B(E2)$  des noyaux pair-pairs sur  $N=20$ .

à celui du  $^{56}\text{Ni}$ . Cette situation, qui ne se produit que sur la chaîne des Ni, a été interprétée à l'époque comme un renforcement de la sous-couche  $N=40$  amenant à l'apparition du nombre magique 40.

### 1.3.2 Premières interprétations

Un argument qui permettrait d'expliquer la possible apparition de  $N=40$  comme nombre magique provient du fait qu'un noyau possédant un grand nombre de neutrons possède à sa périphérie une distribution de masse étendue et diffuse constituée essentiellement de neutrons. Ceci a pour effet de modifier la forme du potentiel qui devient alors plus proche de l'oscillateur harmonique sans correction d'effet de bord.

Autrement dit, la modification des fermetures de couches pourrait être due à un affaiblissement de l'interaction spin orbite, qui s'écrit :  $\frac{dV}{dr} \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ ; donc pour un potentiel  $V$  plus diffus en fonction du rayon  $r$ , ce terme tend à diminuer. Ce phénomène atténuerait la levée de dégénérescence en  $j$  des orbitales, ce qui modifierait la séquence des orbitales, et aurait donc pour effet de faire disparaître les nombres magiques classiques au profit de ceux de l'oscillateur harmonique.

Un second effet qui pourrait expliquer une modification des nombres magiques loin de la stabilité est liée au fait que lorsqu'on ajoute des neutrons au noyau, on atteint des orbitales qui favorisent l'interaction proton neutron. Il a en effet été mis en évidence que l'interaction proton neutron était à l'origine du réarrangement des orbitales entre elles [10]. Cette hypothèse est aujourd'hui privilégiée pour expliquer l'évolution des nombres magiques [11].

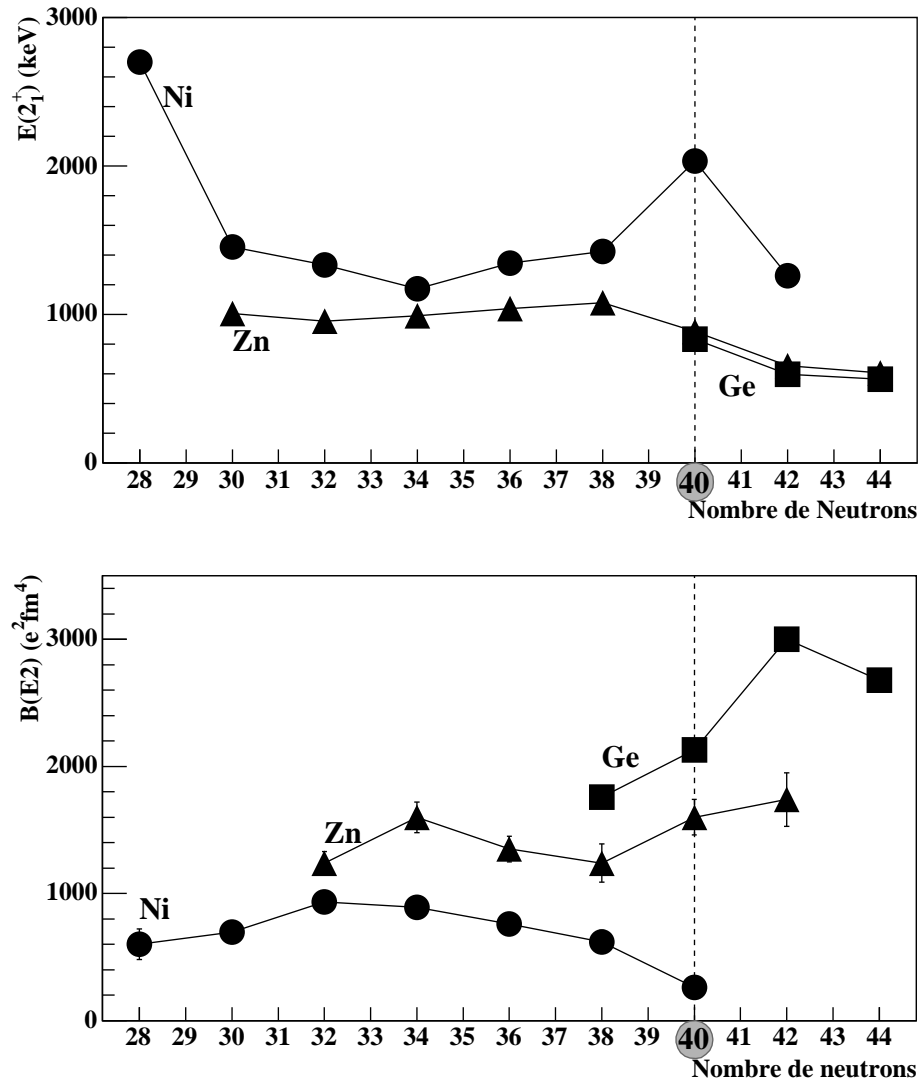


FIG. 1.7 – En haut : énergies  $2^+$  sur les chaînes isotopiques de Ge, Zn et Ni. En bas :  $B(E2)$  des mêmes chaînes isotopiques.

## 1.4 Etude des fermetures de couches N=40 et N=50

Les fermetures de couche et de sous couche N=40 et N=50 sont situées de part et d'autre de l'orbitale  $1g_{9/2}$ , qui est rappelons-le une orbitale intrusive dans cette région. Cette étude permet donc d'appréhender l'influence du remplissage de cette orbitale sur la structure du noyau.

Au cours de cette thèse, nous avons réalisé deux types d'expériences qui nous ont permis d'obtenir des données complémentaires sur  $N=40$  et sur  $N=50$ . Différentes approches théoriques nous ont permis de corrélérer les différents résultats.

### 1.4.1 Mesures de $B(E2)$ autour de $N=40$

Les différentes études réalisées sur le  $^{68}\text{Ni}$  ont tout de suite mis en évidence la spécificité de ce noyau, et ont soulevé l'idée que ce noyau pouvait être doublement magique ( $Z=28$ ,  $N=40$ ). En particulier, le très faible  $B(E2)$  de ce noyau reste assez mystérieux. Il paraît indispensable de prolonger l'étude de cette chaîne isotopique afin d'avoir une vue plus globale de la région. La chaîne isotopique des Ni est pour cela activement étudiée, et récemment l'énergie du premier état excité du  $^{72}_{28}\text{Ni}_{44}$  a été mesuré [13]. D'autre part, les isotopes de Zn, qui ont seulement deux protons de plus que le Ni sont également très populaires; très récemment un état isomère  $8^+$  a été mis en évidence dans  $^{78}\text{Zn}_{48}$  [14].

Ces deux chaînes isotopiques ont un comportement très différent en terme de  $B(E2)$  et d'énergie  $2^+$ , comme illustré sur la figure 1.7. Le  $^{68}\text{Ni}$  présente le comportement typique d'un noyau magique (faible  $B(E2)$  et grande énergie  $2^+$ ), cependant aucun signe de "magie" à  $N=40$  ne ressort des données sur le Zn.

Les mesures de  $B(E2)$  sur les Ni s'arrêtent au  $^{68}\text{Ni}$  [9], or si on considère qu'il existe un gap significatif à  $N=40$ , il est important de savoir ce qui se passe lorsqu'on franchit ce gap (ou supposé gap) et il est donc nécessaire de mesurer le  $B(E2)$  du  $^{70}\text{Ni}$  ( $N=42$ ). En effet, différents calculs qui considèrent  $N=40$  comme un nombre magique, prédisent que le  $B(E2)$  du  $^{70}\text{Ni}$  sera légèrement inférieur à celui du  $^{68}\text{Ni}$  [15].

D'autre part, nous avons également mesuré le  $B(E2)$  du  $^{74}\text{Zn}$  ( $N=44$ ) qui n'était pas connu jusqu'à présent et qui se situe à mi-chemin entre  $N=40$  et  $N=50$ .

Il existe essentiellement deux méthodes pour mesurer le  $B(E2)$  d'un noyau : on peut d'une part réaliser l'excitation coulombienne du noyau que l'on veut étudier et détecter les photons de désexcitation du niveau. Le  $B(E2)$  du noyau est alors proportionnel au rapport du nombre de photons détectés  $N_\gamma$  sur le nombre de noyaux incidents  $N_{inc}$  :

$$B(E2) \propto \frac{N_\gamma}{N_{inc}}$$

C'est cette technique que nous avons utilisée pour mesurer les  $B(E2)$  de  $^{70}\text{Ni}$  et  $^{74}\text{Zn}$ . Une autre méthode consiste à mesurer la durée de vie  $\tau$  du niveau



avec laquelle le noyau se désexcite, car celle ci est inversement proportionnelle à son  $B(E2)$  à travers la relation :

$$\tau \approx 40.81 \times 10^{13} E^{-5} B(E2)^{-1}$$

### 1.4.2 Spectroscopie $\gamma$ autour de N=50

Il existe encore très peu de données expérimentales sur des noyaux très riches en neutrons ayant un nombre de neutrons supérieur à 50 et proches du  $^{78}\text{Ni}$  (situé sur la double fermeture de couche  $Z=28$ ,  $N=50$ ). En particulier, les schémas de niveaux sur la chaîne des  $_{32}\text{Ge}$  ne sont connus que jusqu'au  $^{82}\text{Ge}_{50}$ , et sur la chaîne des  $_{31}\text{Ga}$  que jusqu'au  $^{80}\text{Ga}_{49}$ .

De telles informations, en particulier la position des niveaux de basse énergie, sont très utiles d'une part pour comprendre la structure des noyaux (un spectre dense sera caractéristique d'un noyau déformé tandis qu'un spectre clairsemé le sera d'un noyau proche d'une fermeture de couche), d'autre part pour contraindre les modèles.

Expérimentalement, il existe différentes méthodes pour établir un schéma de niveaux. On peut étudier la décroissance  $\beta$  ou  $\beta n$  du noyau père de celui qui nous intéresse ; lors de ce processus, on peuple des états excités du noyau fils que l'on peut étudier. En mesurant les rayonnements issus de la désexcitation du noyau père, on peut établir un schéma de niveau du noyau fils. Une autre méthode consiste à effectuer des réactions "in beam" (réaction de transfert, fragmentation...) afin de créer le noyau d'intérêt, on peuple alors des états excités du noyau qui permettent également d'établir un schéma de niveau. Chaque méthode est sélective et permet d'obtenir des informations complémentaires sur les noyaux telles que le spin, la parité, le facteur spectroscopique...

Le long de  $N=50$ , le dernier noyau pour lequel des données spectroscopiques ont été mesurées est le  $^{82}\text{Ge}$  ( $Z=32$ ). Nous avons donc poussé les limites un peu plus loin en étudiant ses plus proches voisins. Nous avons extrait des informations sur le  $^{83}\text{Ge}$  ( $Z=32$ ,  $N=51$ ), et sur le  $^{81}\text{Ga}$  ( $Z=31$ ,  $N=50$ ) en étudiant la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$  et  $^{81}\text{Zn}$  respectivement. Ces deux noyaux sont les plus exotiques jamais étudiés dans cette région.

## 1.5 Les faisceaux radioactifs

Les noyaux radioactifs que nous voulons étudier ont des durées de vie extrêmement courtes (allant de 96 s pour le  $^{74}\text{Zn}$ , et 6 s pour le  $^{70}\text{Ni}$  à 300 ms pour le  $^{83}\text{Ga}$  et le  $^{81}\text{Zn}$ ). Ils ne sont donc pas présents à l'état naturel dans

notre environnement, et il est nécessaire de les produire pour pouvoir les étudier. Il existe principalement deux méthodes de production et de séparation des faisceaux radioactifs qui se distinguent par le type de cible utilisée. Ces deux types de production sont schématisés sur la figure 1.8.

### 1.5.1 Séparation en vol

Dans le premier mode, dit méthode "en vol", le faisceau primaire est envoyé sur une cible mince (typiquement  $100 \text{ mg/cm}^2$ ). La réaction se produit dans la cible, les produits de réaction du faisceau primaire avec la cible sont émis avec une vitesse proche de celle du faisceau primaire (en intensité et en direction), ce qui permet d'obtenir des faisceaux secondaires de haute énergie. D'autre part, la section efficace de réaction du faisceau incident avec la cible est directement proportionnelle à  $N_{\text{cible}}$ , ce qui signifie qu'avec une cible mince, les taux de productions sont relativement faibles. En revanche, tous les noyaux produits sortent de la cible de la même façon, il n'y a pas de sélectivité chimique. Les noyaux que l'on veut étudier sont ensuite sélectionnés à l'aide d'un spectromètre comme LISE par exemple (chapitre 2 paragraphe 2.2). Grâce aux énergies importantes que peut atteindre le faisceau secondaire, il est possible de réaliser des séparations en masse et en charge. Les noyaux ainsi sélectionnés sont conduits vers les aires expérimentales. On peut alors soit étudier directement les propriétés du noyau lui même, soit l'utiliser pour induire des réactions secondaires. L'expérience d'excitation coulombienne décrite dans le chapitre 2, a été réalisée en utilisant la fragmentation en vol d'un faisceau de  $^{76}\text{Ge}$  afin de produire les noyaux riches en neutrons de  $^{70}\text{Ni}$  et  $^{74}\text{Zn}$ .

### 1.5.2 Séparation isotopique en ligne (ISOL)

La méthode ISOL (Isotopic Separation On Line) consiste à utiliser des cibles épaisses (voir figure 1.8). Avec une cible épaisse (typiquement  $100 \text{ g/cm}^2$ ), le nombre de noyaux cible qui vont participer aux réactions de production est très important et les produits de réaction sont donc plus nombreux que dans le cas d'une cible mince. De plus, ils sont arrêtés dans la cible. Celle-ci est chauffée afin de favoriser les processus de diffusion et d'effusion qui permettent aux noyaux de sortir de la cible et d'arriver jusqu'à la source d'ions. Chaque noyau produit va sortir de la cible en effectuant des sauts successifs et aléatoires dans les défauts du cristal, sous l'effet de l'agitation thermique, c'est le processus de diffusion. Une fois arrivé à la surface de la cible, il va atteindre la source d'ions grâce au processus d'effusion : on appelle ainsi le processus de transport d'un atome qui va en ligne droite jusqu'à une

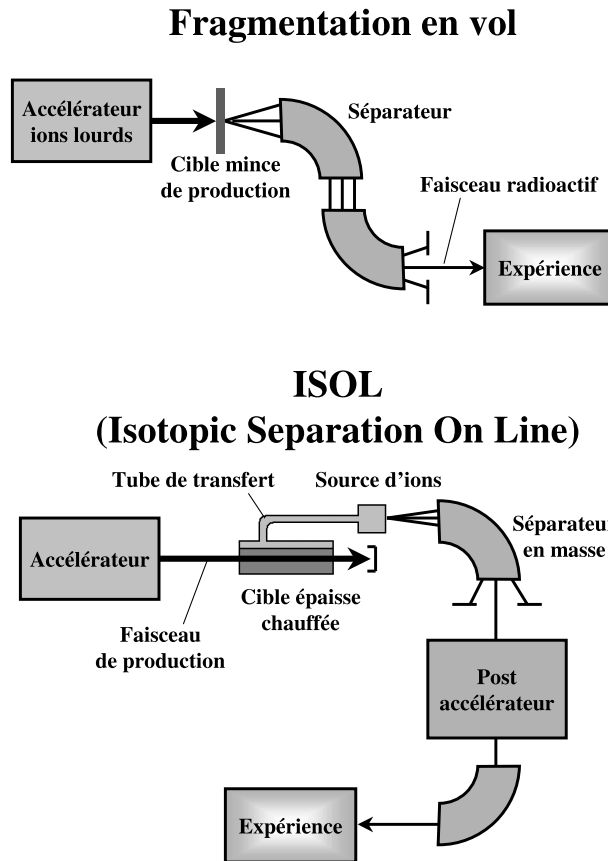


FIG. 1.8 – Schéma des deux principaux modes de production des faisceaux exotiques. En haut la production en cible mince, tous les produits de réaction sont émis vers l'avant avec une vitesse proche de celle du faisceau incident. En bas la méthode ISOL, les produits de réaction sont arrêtés dans la cible, diffusés et effusés hors de la cible, puis ionisés. Sur PARRNe, les noyaux ne sont pas post accélérés.

paroi de l'ensemble où il va rester collé un certain temps avant d'aller sur une autre paroi, jusqu'à atteindre la source d'ions.

Les noyaux qui sont parvenus jusqu'à la source d'ions sont ensuite ionisés, extraits avec quelques keV puis séparés en masse. On peut alors les utiliser ainsi à basse énergie comme c'est le cas à ISOLDE ou à PARRNe, soit les réaccélérer (voir figure 1.8) comme c'est le cas à REX-ISOLDE ou à SPIRAL. Cette méthode permet d'obtenir des faisceaux avec des qualités optiques bien supérieures à celles de la méthode en vol.

C'est cette méthode qui a été retenue sur le programme PARRNe (voir

chapitre 3) et qui a été utilisée pour produire les noyaux de  $^{83}\text{Ga}$  et  $^{81}\text{Zn}$  que nous avons étudié par décroissance  $\beta$ .



# Chapitre 2

## Excitation coulombienne de $^{70}\text{Ni}$ , $^{74}\text{Zn}$ et $^{76}\text{Ge}$

### 2.1 Présentation générale

Un des principaux intérêts d'exciter les noyaux par interaction coulombienne est que la théorie mathématique sous jacente est très bien comprise puisqu'elle ne fait intervenir que l'interaction électromagnétique. Le principe est de bombarder une cible avec des particules chargées. Sous l'effet du champ coulombien, un des noyaux (ou les deux) peut être excité vers un état d'énergie supérieure. Dans ce cas, il va se désexciter en émettant un photon d'énergie égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux. Lors de l'expérience proprement dite, on détecte en coïncidence le photon de désexcitation et le noyau.

Les premières expériences d'excitation coulombienne consistaient à bombarder avec un faisceau de Z élevé une cible de noyaux à étudier afin de les exciter. Ceci limite le champ d'étude, en effet il faut que le noyau cible ait une durée de vie suffisante pour être présent en grande quantité sur toute la durée de l'expérience. Aujourd'hui, grâce aux faisceaux radioactifs, la gamme des noyaux dont on peut faire l'excitation coulombienne s'est largement étendue. Avec ce type de faisceau, le processus est inversé : on envoie sur un noyau cible de Z élevé (typiquement Pb, Au, Bi, ...) un faisceau de noyaux dont on va étudier l'excitation. Le traitement mathématique est identique, cependant dans la deuxième méthode il faut inverser le rôle joué par la charge du projectile et celle de la cible (pour le détail de la théorie de l'excitation coulombienne voir annexe A). La différence notable entre les deux techniques réside essentiellement dans le fait que dans le cas de l'excitation du projectile, le photon est émis en vol. Il faut alors corriger les énergies détectées de l'effet

Doppler.

En septembre 2002, nous avons réalisé des expériences d'excitation coulombienne dans la région  $N=40$  sur les noyaux de  $^{76}\text{Ge}$  ( $N=44$ ),  $^{74}\text{Zn}$  ( $N=44$ ) et  $^{70}\text{Ni}$  ( $N=42$ ). On peut schématiser très simplement le principe de l'expérience sur la figure 2.1. Les faisceaux secondaires sus mentionnés, de  $^{74}\text{Zn}$  et de  $^{70}\text{Ni}$ , sont produits par fragmentation d'un faisceau primaire de  $^{76}\text{Ge}$  sur une cible de production de Be. Les fragments d'intérêt sont sélectionnés par le spectromètre LISE3 (Ligne d'Ions Super Epluchés). Le faisceau secondaire ainsi constitué est envoyé sur une cible de Plomb dans laquelle il va être excité; il se désexcite instantanément en émettant un photon que l'on détecte en vol. La durée de vie avec laquelle le noyau se désexcite est inversement proportionnelle à son  $B(E2)$  à travers la relation :

$$\tau \approx 40.81 \times 10^{13} E^{-5} B(E2)^{-1}$$

où  $E$  est l'énergie du niveau excité en keV,  $B(E2)$  est en  $\text{e}^2\text{b}^2$ , et  $\tau$ , la durée de vie du niveau est en ps. Pour le  $^{76}\text{Ge}$ ,  $\tau = 26.9(8)\text{ps}$ , pour le  $^{74}\text{Zn}$ ,  $\tau \approx 28\text{ps}$ , et pour le  $^{70}\text{Ni}$ ,  $\tau \approx 2\text{ps}$

Pour les noyaux pairs-pairs, qui nous intéressent ici, l'énergie du photon détecté est égale à la différence d'énergie entre le niveau fondamental  $0^+$  et le premier état excité  $2^+$ . Les photons sont détectés en coïncidence avec les fragments identifiés.

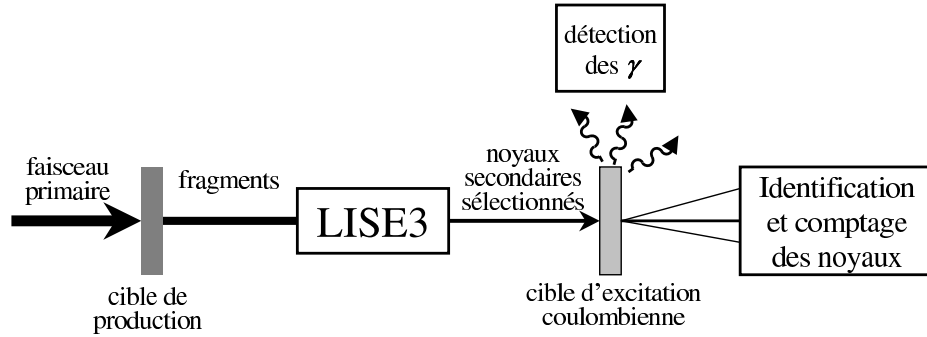


FIG. 2.1 – Schéma de principe de l'expérience d'excitation coulombienne sur le spectromètre LISE3.

## 2.2 Production des faisceaux

L'expérience d'excitation coulombienne des  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Zn}$  et  $^{70}\text{Ni}$  a été réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds). Cet accélé-

rateur peut accélérer tous les noyaux depuis le Carbone jusqu'à l'Uranium, pour des énergies allant de 20 à 100 MeV/nucléon. Le système d'accélération est constitué d'un cyclotron compact (C01 ou C02) et de deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1 et CSS2). Le faisceau primaire est envoyé sur une cible de production. L'interaction du faisceau avec la cible produit de nombreux noyaux. Lorsque la cible de production est SISSI, le faisceau secondaire est soumis à une première analyse dans le spectromètre  $\alpha$ , puis il est conduit dans les différentes aires expérimentales (figure 2.2). Dans notre cas, SISSI n'était pas opérationnel et la cible de production a été placée à l'entrée de la salle LISE3 comme indiqué sur les figures 2.2 et 2.3.

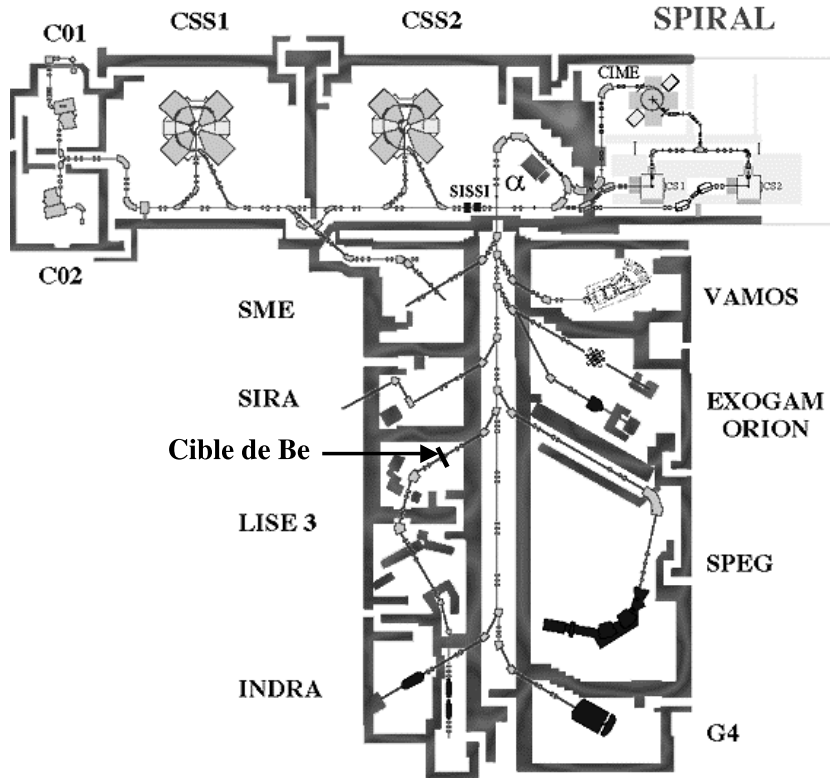


FIG. 2.2 – Schéma des aires expérimentales du GANIL.

Dans notre expérience, nous avons utilisé un faisceau primaire de  $^{76}\text{Ge}$  à 59.8 MeV/A. Ce faisceau interagit avec une cible primaire de Be ( $500\ \mu\text{m}$ ) (voir figure 2.3) placée à l'entrée du spectromètre. Aux énergies du GANIL, dites "énergies intermédiaires", le processus dominant lors de l'interaction



d'un faisceau sur une cible est la fragmentation. Ce phénomène se caractérise par une émission des fragments dans une direction proche de celle du faisceau, avec une vitesse proche de celle du projectile.

Parmi les nombreux noyaux produits lors de ce processus, ceux qui nous intéressent sont produits en faible proportion (surtout pour ce qui concerne le  $^{70}\text{Ni}$ ). Il faut donc effectuer des sélections afin de rejeter les fragments les plus abondants au profit de ceux qui nous intéressent. L'expérience s'est déroulée sur la ligne LISE3 (Ligne d'Ions Super Epluchés) qui permet de sélectionner un fragment de masse  $A$ , de charge  $Z$  et de vitesse  $v$ . Cette sélection s'effectue en trois étapes : tout d'abord une sélection en  $Av/Q$  grâce à un premier dipôle (pour des noyaux totalement épluchés, ce qui est le cas pour des noyaux avec  $Z \lesssim 28$ , on a une sélection en  $Av/Z$ ) ; ensuite une sélection en  $A^3/Z^2$  grâce à l'association d'un dégradeur de Be ( $224\text{ }\mu\text{m}$ ) et d'un second dipôle ; enfin, il est possible d'effectuer une sélection en  $v$  au moyen d'un filtre de Wien, que nous n'avons pas utilisé lors de l'expérience. Toutes ces sélections ainsi qu'un résumé des données relatives à l'expérience sont résumées sur la figure 2.3.

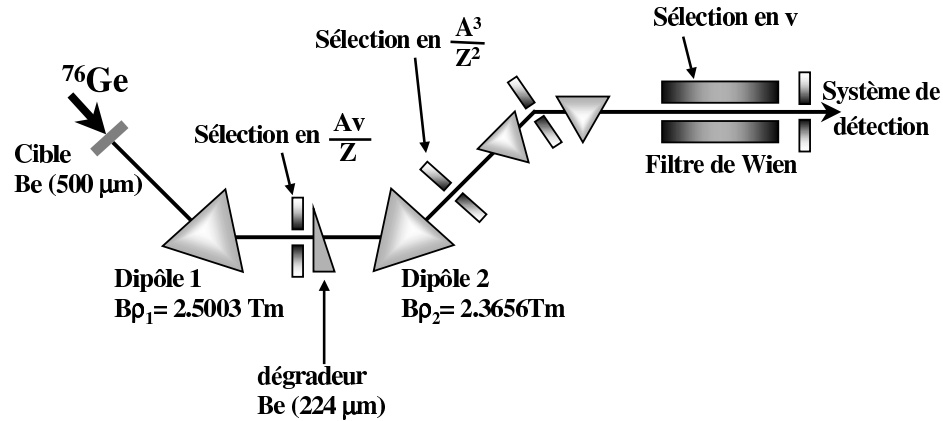


FIG. 2.3 – Schéma de principe du spectromètre LISE. Les paramètres de l'expérience sont résumés sur la figure.

Nous avons utilisé différents réglages : dans un premier temps, nous avons réalisé l'excitation coulombienne du faisceau primaire de  $^{76}\text{Ge}$ . Nous avons transmis en bout de ligne un état de charge du faisceau primaire ( $^{76}\text{Ge}^{28+}$ ) dont le taux de comptage était raisonnable, de l'ordre de  $10^4$  pps. Les propriétés de ce noyau sont bien connues, il nous servira donc de référence.

Nous avons ensuite optimisé les réglages sur le  $^{74}\text{Zn}$ . Un premier réglage a donné un faisceau composé à 57% de  $^{74}\text{Zn}$ , puis après une nouvelle optimi-

sation, un deuxième réglage a permis d'obtenir 67%. Par la suite les résultats de ces deux mesures seront présentés séparément.

Enfin le spectromètre a été réglé pour laisser passer essentiellement le  $^{70}\text{Ni}$ .

Les valeurs des rigidités magnétiques  $B\rho_1$  et  $B\rho_2$  des deux dipôles pour chaque réglage, ainsi que les taux de production sont résumés dans le tableau 2.1.

Pour toutes les mesures nous avons utilisé une optique parallèle qui permet d'avoir un faisceau parallèle sur plusieurs mètres, ce qui se traduit par un faisceau large mais peu divergent.

noyau	$B\rho_1$ (Tm)	$B\rho_2$ (Tm)	épaisseur du dégradeur ( $\mu\text{m}$ )	taux de production (pps)
$^{76}\text{Ge}^{28+}$	2.7032	2.7032	500	$\simeq 12000$
$^{74}\text{Zn}$ (1)	2.5003	2.3656	224	$\simeq 4200$
$^{74}\text{Zn}$ (2)	2.5003	2.3656	224	$\simeq 5000$
$^{70}\text{Ni}$	2.5003	2.3656	224	$\simeq 800$

TAB. 2.1 – Réglages du spectromètre LISE utilisés au cours de l'expérience

## 2.3 Dispositif expérimental

Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.4. Les différents faisceaux secondaires interagissent avec une cible de Plomb de  $120 \text{ mg/cm}^2$ . Les noyaux ayant subi l'excitation coulombienne, sont défléchis et détectés par un télescope  $\Delta E$ -E formé par deux détecteurs silicium annulaires de  $300 \mu\text{m}$  et  $500 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Ces détecteurs annulaires permettent de ne détecter que les noyaux ayant interagit. Ceux qui ne sont pas défléchis par le champ coulombien sont détectés à  $0^\circ$  par un scintillateur plastique placé en bout de ligne. Les photons émis lors de l'interaction avec la cible de Plomb sont détectés par quatre clovers EXOGAM de gros volume (chaque clover est composé de quatre cristaux de germanium - cylindre de 60 mm de diamètre sur 90 mm de profondeur - indépendants les uns des autres) placés en géométrie croix autour de la cible.

Deux germaniums coaxiaux sont disposés autour du scintillateur plastique en bout de ligne afin de détecter les transitions de désexcitation de niveaux isomériques dans les ions implantés.

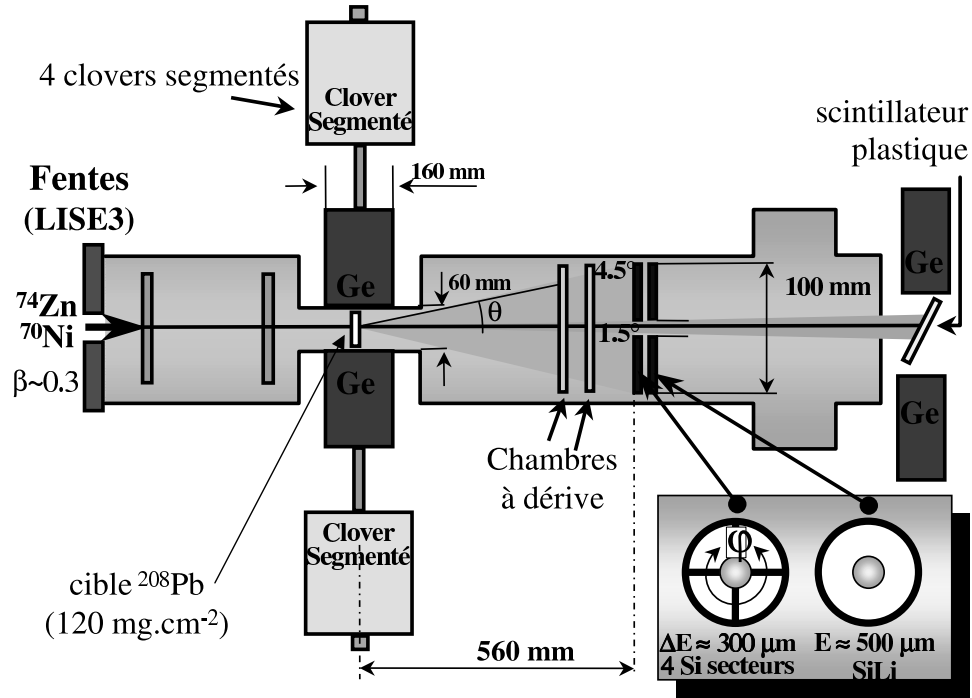


FIG. 2.4 – Schéma du montage expérimental de l'expérience d'excitation coulombienne.

### 2.3.1 Identification des ions

Lors des réglages, on insère dans la ligne de faisceau un détecteur silicium escamotable situé avant la cible de Plomb, afin d'opérer des identifications en perte d'énergie-temps de vol ( $\Delta E$ -TOF). Ensuite, pendant les mesures, on retire ce détecteur, l'identification des ions se fait alors grâce au télescope silicium et au plastique situés en aval de la cible.

Les jonctions silicium sont annulaires avec un trou central d'environ 3 cm de diamètre. La majeure partie des noyaux, dont la trajectoire correspond à de grands paramètres d'impact, ne subissent pas de déflexion et passent par ce trou central. L'utilisation de ces jonctions nous permet d'accepter un fort taux de comptage sur la cible de Plomb sans être saturé par des événements peu intéressants au niveau des jonctions annulaires (les noyaux à faible angle de diffusion, qui passent par le trou central des jonctions, n'ont pas subi d'excitation coulombienne, ils représentent entre 85 et 90% des événements). Cependant, compte tenu de la taille du trou, il existe un angle de déflexion minimum en dessous duquel les fragments ne sont pas

identifiés :  $\theta_{\min} = 1.5^\circ$  et  $\theta_{\max} = 4.6^\circ$  dans le référentiel du laboratoire. Pour des angles inférieurs à  $\theta_{\min}$ , ils continuent leur parcours jusqu'au bout de la chambre à réaction. Celle ci est fermée par une feuille de kapton de  $125 \mu\text{m}$  qui laisse passer les fragments sans pour autant détériorer le vide ( $10^{-6}$  bar). Les ions s'implantent finalement dans le scintillateur plastique situé dans l'air. Ce dernier est incliné à  $45^\circ$  par rapport à la direction du faisceau afin de ne pas altérer trop fortement la détection des photons  $\gamma$  de désexcitation qui peuvent être absorbés par le plastique lorsqu'ils traversent une grande quantité de matière, en le traversant par la tranche. Les fragments émis à des angles supérieures à  $\theta_{\max}$  ne sont pas détectés dans ce dispositif.

Les deux jonctions ont pour épaisseur respectives  $300 \mu\text{m}$  et  $500 \mu\text{m}$ . Elles sont montées sur un même support et sont distantes de 10 mm. Elles sont situées à 560 mm de la cible de Plomb. La première jonction est divisée en quatre secteurs égaux. Elle sert à déterminer le temps de vol et la perte d'énergie. La seconde jonction donne accès à l'énergie résiduelle. Pour identifier les fragments, on peut dresser les représentations bidimensionnelles ( $\Delta E$ -TOF) pour chaque secteur de la première jonction.

### 2.3.2 Reconstruction des trajectoires

Nous avons utilisé une optique du spectromètre permettant d'obtenir un faisceau dit "parallèle". Pour une émittance du faisceau  $\epsilon = \Delta x \Delta \theta$ , on augmente la largeur spatiale du faisceau de façon à avoir une faible divergence angulaire ( $\Delta \theta < 0.1^\circ$ ) le long du trajet entre la cible et le détecteur plastique. Pour déterminer un  $B(E2)$  relatif, il est important de s'assurer que le faisceau a les mêmes propriétés optiques sur tous les réglages. Pour cela, pour chaque réglage, on reconstruit les trajectoires des particules de façon à déterminer la tache du faisceau sur la cible.

Pour reconstruire les trajectoires des particules, événement par événement, nous avons utilisé les données des chambres à dérive, situées en aval de la cible, afin de déterminer la taille de l'enveloppe du faisceau sur la cible. Le fait d'utiliser les chambres à dérive n'est pas très précis, car ces dernières sont situées après la cible de Plomb. Cette détermination est ainsi entachée d'une erreur provenant des processus se produisant à l'intérieur de la cible : à la sortie de cette dernière, le faisceau a une certaine distribution angulaire, due aux chocs multiples entre les noyaux du faisceau et de la cible ("straggling" angulaire), celle-ci est de  $0.5^\circ$ . Nous avons des détecteurs de particule situés en amont de la cible, mais ceux ci n'ont pas fonctionné pendant l'expérience.

Les projections suivant les directions x et y de la tache du faisceau reconstruite au niveau de la cible sont présentées sur la figure 2.5 pour les différents réglages. On constate que les trois faisceaux ont des largeurs similaires sui-

vant  $x$  et suivant  $y$ , et sont centrés de la même façon à moins de 2 mm près en  $x$  et à moins de 0.5 mm près en  $y$ . Le faisceau de  $^{76}\text{Ge}$ , a été envoyé sur la cible de Be afin d'être pour cette mesure dans des conditions semblables aux mesures sur les noyaux de  $^{74}\text{Zn}$  et  $^{70}\text{Ni}$ . Il est donc soumis aux mêmes processus de straggling angulaire et en énergie. C'est ce qui explique que le profil du faisceau de  $^{76}\text{Ge}$  soit si semblable aux autres alors qu'on pourrait attendre une meilleure résolution pour le faisceau primaire.

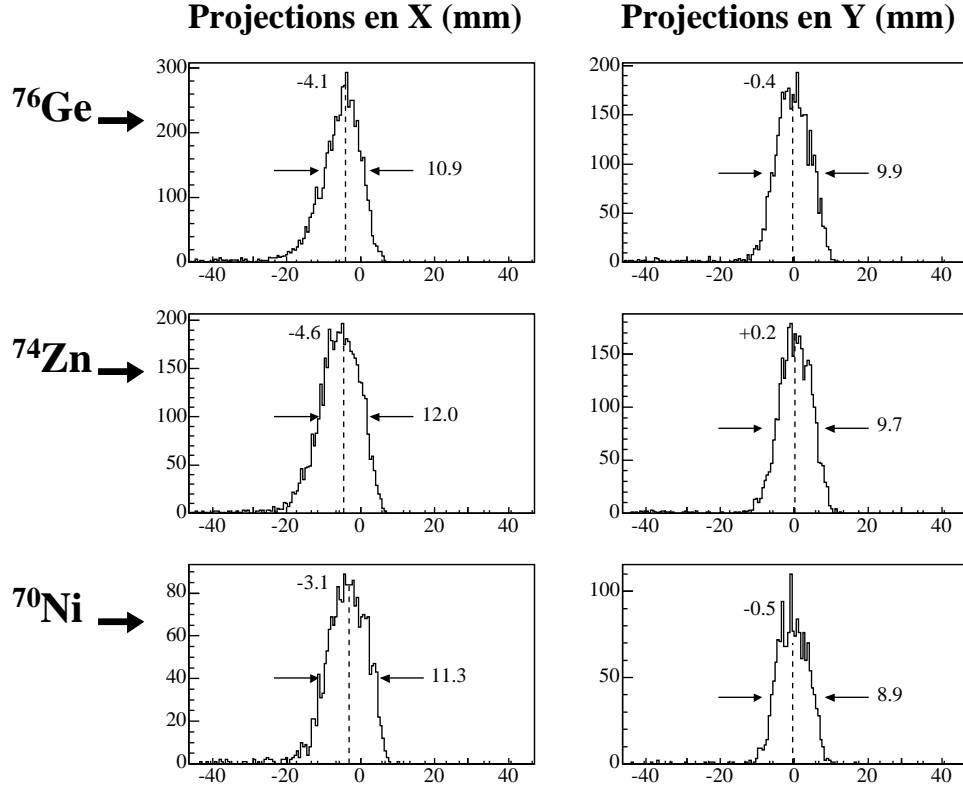


FIG. 2.5 – Projections suivant les directions  $x$  et  $y$  de la tache du faisceau reconstruite au niveau de la cible pour les trois réglages. Sur chaque figure sont indiquées la position du centroïde par rapport à 0, et la largeur de la distribution en mm.

On évalue ensuite la proportion d'événements perdus dans chaque réglage en raison de la géométrie du dispositif afin de déterminer un  $B(E2)$  absolu. Pour cela, on simule le parcours des fragments après la cible dans le but de déterminer la proportion des événements qui parviennent dans les détecteurs (jonctions silicium et scintillateur plastique) et ceux qui sont perdus en raison de la géométrie du dispositif expérimental. On cherche à déterminer la

distribution angulaire des fragments lorsqu'ils sortent de la cible de Plomb à partir d'un calcul de type Monte-Carlo (travail effectué par S. Franchoo). On part de la distribution  $d\sigma_c/d\theta_{cm}$  dans le référentiel du centre de masse entre  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = \theta_{graz}$ . On en déduit la distribution  $d\sigma_c/d\theta_{lab}$  dans le référentiel du laboratoire, c'est ce qui est représenté sur la figure 2.6-a pour le  $^{70}\text{Ni}$ , convoluée avec l'élargissement provoqué par le straggling angulaire dans la cible de Plomb, qui est de l'ordre de  $0.5^\circ$ , le résultat est montré sur la figure 2.6-b. On introduit enfin les données de l'expérience : les dimensions et la position de la tâche du faisceau et celle des détecteurs.

Dans le référentiel du laboratoire, le scintillateur plastique couvre une plage angulaire qui s'étend de  $0^\circ$  à  $1.5^\circ$ , les jonctions angulaires couvrent les angles entre  $1.5^\circ$  et  $4.5^\circ$  ; ces limites sont indiquées sur la figure 2.6 sur laquelle sont représentées les distributions angulaires des événements perdus et détectés dans le scintillateur plastique et les jonctions.

Ainsi, 7% des événements d'excitation coulombienne sont détectés dans le scintillateur plastique (figure 2.6-c), 66% sont détectés par les jonctions silicium (figure 2.6-d) et environ 27% ne sont pas détectés dans le cas du  $^{70}\text{Ni}$ . Un résumé de la proportion d'événements détectés dans les différents détecteurs, et la proportion d'événements perdus pour les différents réglages sont présentés dans le tableau 2.2.

noyau	Scintillateur plastique (%)	Silicium annulaire (%)	Perdus (%)
$^{76}\text{Ge}$	9.7	70.4	19.9
$^{74}\text{Zn}$ (1 et 2)	8.6	64.3	27.2
$^{70}\text{Ni}$	6.7	66.0	27.3

TAB. 2.2 – Proportion d'événements arrivant dans le scintillateur plastique, dans les jonctions silicium, et d'événements perdus pour chaque réglage du spectromètre.

On constate que le straggling angulaire rend les limites des distributions angulaires moins franches ; ceci est dû aux processus de diffusion au niveau de la cible de Plomb : un événement émis à un angle supérieur à  $4.5^\circ$ , peut être dévié de sa trajectoire, et être tout de même détecté dans les jonctions à la suite de diffusions multiples dans la cible.

D'autre part, la proportion d'événements provenant de l'excitation coulombienne et qui sont détectés dans le scintillateur plastique est assez faible, en raison de sa faible couverture angulaire et de la faible section efficace

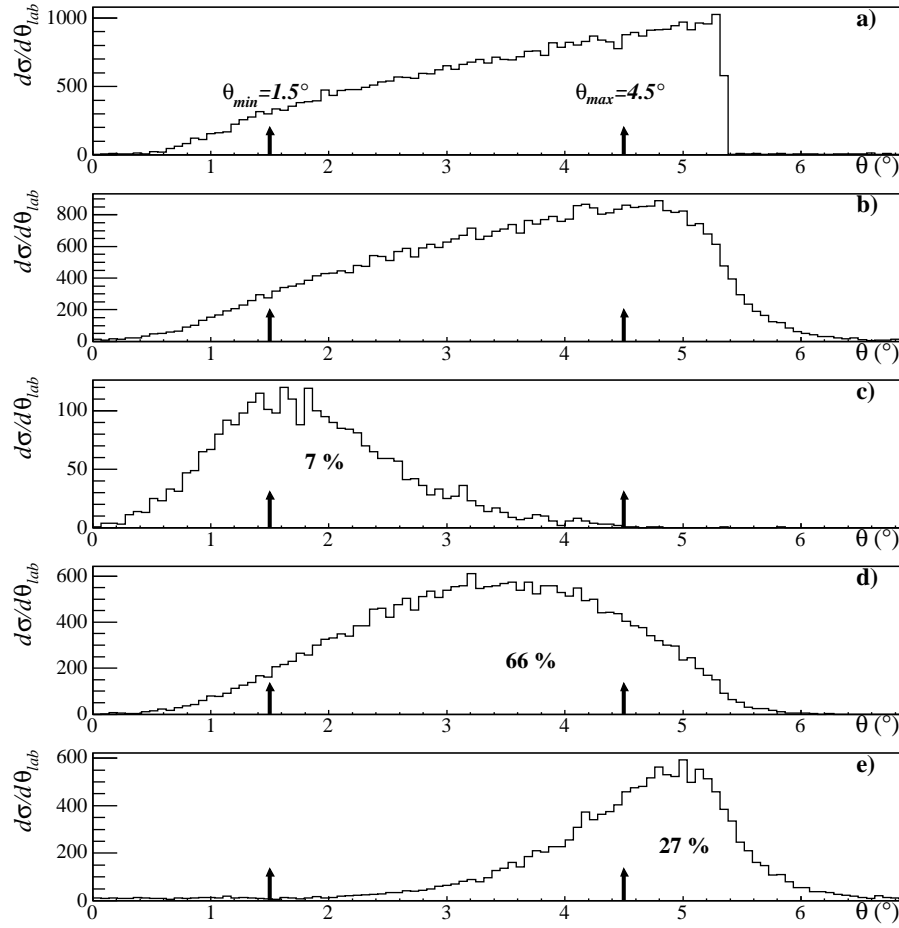


FIG. 2.6 – a : Distribution angulaire des fragments de  $^{70}\text{Ni}$  entre  $0^\circ$  et l'angle de grazing. b : Distribution angulaire des fragments de  $^{70}\text{Ni}$ , en sortie de la cible de Plomb, dans le référentiel du laboratoire, convoluée avec le straggling angulaire dans la cible (générée par un code Monte-Carlo). Distribution angulaire des événements détectés ; c : dans le plastique ; d : dans le silicium et e : distribution angulaire des événements perdus. Les flèches indiquent les angles couverts par le détecteur silicium.

aux petits angles. En effet, les petits angles de détection correspondent à de grands paramètres d'impact pour lesquels la probabilité de faire de l'excitation coulombienne est plus faible.

Le point important est que les résultats sont sensiblement les mêmes pour les trois réglages, ce qui est dû au fait que dans les trois cas le faisceau avait des propriétés géométriques semblables, et ce qui justifie la possibilité d'effectuer une détermination relative des probabilités de transition  $B(E2)$ .

Cependant, comme on peut le constater, même si les distributions sont semblables, elles ne sont pas identiques, il sera donc nécessaire d'introduire un facteur de correction dans le calcul final de  $B(E2)$ .

La figure 2.7 résume la situation pour les trois réglages : l'enveloppe globale correspond à l'ensemble des événements émis, l'enveloppe 1 correspond aux événements détectés dans le scintillateur plastique, 2 aux événements détectés dans les jonctions silicium, et 3 aux événements perdus.

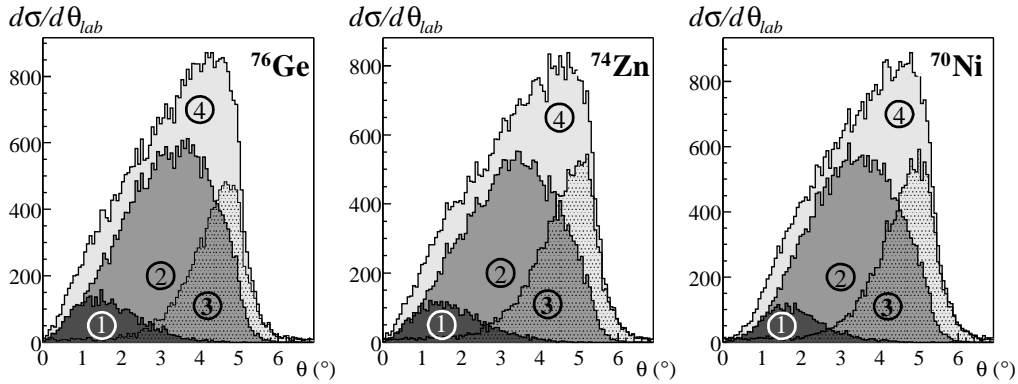


FIG. 2.7 – Proportion des événements détectés dans le cas du  $^{76}\text{Ge}$ , du  $^{74}\text{Zn}$  et du  $^{70}\text{Ni}$ .

### 2.3.3 Taux isomérique du $^{70}\text{Ni}$

Le  $^{70}\text{Ni}$  possède un état isomérique à 2860 keV ( $T_{1/2} = 229(3)$  ns) [16], le schéma de décroissance de cet isomère est représenté sur la figure 2.8. Lors de la fragmentation du  $^{76}\text{Ge}$ , cet état va être peuplé dans une certaine proportion. Si on considère que le parcours entre la cible de production et la cible de  $^{208}\text{Pb}$  est de 40 m, et sachant que la vitesse des noyaux de  $^{70}\text{Ni}$  est  $\beta = 0.26$ , on trouve que les noyaux arrivent sur la cible environ 500 ns après avoir été produits. Ce temps de vol correspond à deux fois la période de l'état isomère, il est donc évident qu'une proportion non négligeable (par rapport à la proportion initiale) de  $^{70m}\text{Ni}$  arrive sur la cible de Plomb. Cet isomère va contribuer au taux de comptage du  $^{70}\text{Ni}$  au niveau du plastique et des jonctions, mais en revanche, ne contribue pas à l'alimentation du pic d'énergie  $2^+$  au niveau des clovers par l'excitation coulombienne. Il s'agit d'une "pollution" du faisceau dont il faut nous affranchir.

D'autre part, lorsque le  $^{70m}\text{Ni}$  se désexcite, il émet en cascade différents  $\gamma$  dont un en particulier, correspondant à la décroissance  $2^+ \rightarrow 0^+$  à 1260 keV [17], et dont la probabilité d'être détecté au niveau des clovers est non



nulle. Ce rayonnement peut donc alimenter le pic d'énergie  $\gamma$  attribué aux événements d'excitation coulombienne, et il est nécessaire d'évaluer la valeur de cette contribution.

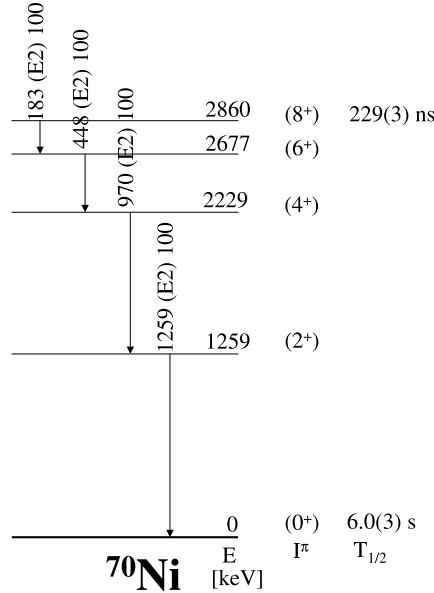


FIG. 2.8 – Schéma de décroissance de  $^{70m}\text{Ni}$ .

Pour déterminer le taux de  $^{70m}\text{Ni}$ , on utilise les détecteurs germanium qui entourent le plastique en bout de ligne. Le  $^{70m}\text{Ni}$  s'implante dans le plastique, puis décroît en émettant ses photons  $\gamma$  en cascade qui sont détectés dans les détecteurs germaniums. On conditionne le spectre  $\gamma$  par le temps de vol et l'énergie plastique correspondant au  $^{70}\text{Ni}$ , pour sélectionner en majorité les raies issues de la décroissance du  $^{70m}\text{Ni}$  (figure 2.9). On voit cependant des raies de décroissance d'autres éléments, essentiellement du  $^{72m}\text{Cu}$  ( $T_{1/2} = 6.6$  s), qui sont ici en coïncidence fortuite. Bien que la fenêtre de coïncidence utilisée pour constituer ce spectre soit de  $1 \mu\text{s}$  (très courte de vant la durée de vie du  $^{72m}\text{Cu}$ ), le  $^{72}\text{Cu}$  étant largement majoritaire dans ce réglage, on ne peut supprimer totalement sa contribution. On déduit le taux isomérique de l'intensité des raies  $\gamma$  du  $^{70m}\text{Ni}$  corrigée de l'efficacité de détection des germanium.

Les mesures d'efficacité sont réalisées grâce à une source de  $^{152}\text{Eu}$ . Lorsque les noyaux implantés dans le plastique émettent un photon, celui ci doit traverser une certaine épaisseur de plastique avant d'atteindre un des deux germaniums. Afin de tenir compte de cet effet, les mesures d'efficacité sont effectuées de la façon suivante : on fait une mesure d'efficacité avec la source d'un côté du plastique, puis une seconde mesure avec la source de l'autre côté

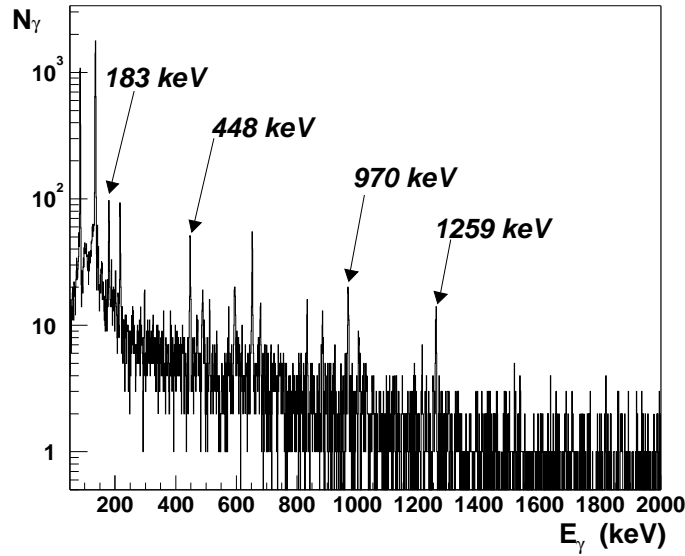


FIG. 2.9 – Spectre en énergie  $\gamma$  obtenu dans les détecteurs germanium co-axiaux situés autour du scintillateur plastique. Ils sont conditionnés par le temps de vol et l'énergie déposée par le  $^{70}\text{Ni}$  dans le plastique. Les raies  $\gamma$  issues de la décroissance de l'isomère  $8^+$  sont indiquées.

du plastique. On fait ensuite la moyenne des deux mesures pour déterminer l'efficacité totale. La courbe d'efficacité totale ainsi déterminée est présentée sur la figure 2.10.

Sur le spectre en énergie  $\gamma$ , voir figure 2.9, on retrouve les raies à 183, 448, 970 et 1259 keV, le détail du nombre de coups dans chaque raie et le nombre de désintégrations correspondantes sont donnés dans le tableau 2.3. Compte tenu des barres d'erreurs, on peut prendre comme valeur moyenne pour le nombre de désintégrations totales  $N_{\text{des}} = 1.7 \pm 0.2 \times 10^6$ , ce qui représente 1.3(2)% du nombre de noyaux de  $^{70}\text{Ni}$  implantés dans le plastique. Soit 1.4(2)% au niveau de la cible de Plomb située 2 m en amont. Au niveau de la cible de production, le taux de  $^{70m}\text{Ni}$  était de 5.9(9)%, en tenant compte de la durée de vie de l'isomère  $8^+$ .

On peut ensuite estimer quelle proportion de  $^{70m}\text{Ni}$  va alimenter le pic d'énergie  $2^+$  au niveau des clovers : la distance couverte par les clovers est d'environ 16 cm, le faisceau a une vitesse  $\beta \simeq 0.3$ , le  $^{70m}\text{Ni}$  met donc environ 1.6 ns pour passer sous les clovers. La proportion de  $^{70m}\text{Ni}$  qui décroissent pendant ce laps de temps est inférieur à 0.2%. La probabilité de voir la décroissance  $2^+ \rightarrow 0^+$  au niveau de la cible peut donc paraître non négligeable, cependant il faut tenir compte du fait que d'une part, les  $\gamma$  sont émis à des

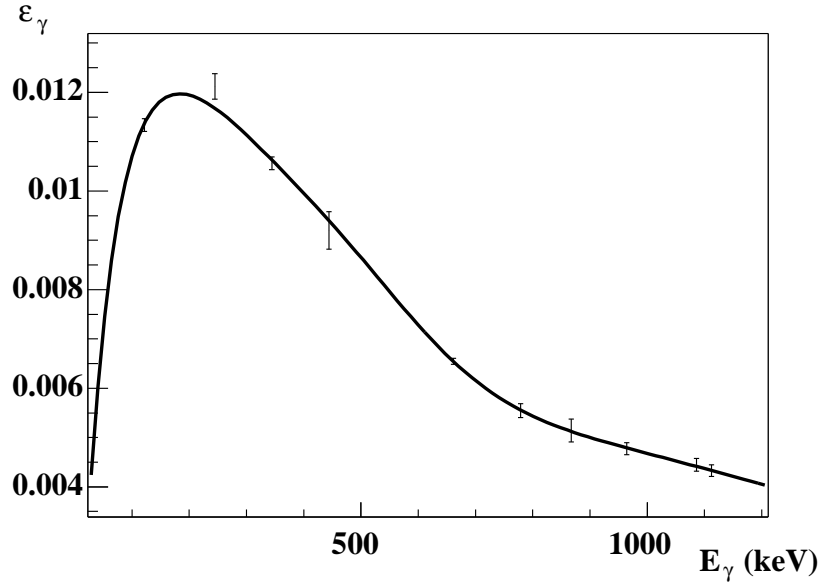


FIG. 2.10 – Efficacité des deux germaniums placés autour du plastique en bout de ligne. La fonction d'ajustement est donnée dans la référence [18].

angles différents de ceux utilisés pour la correction de l'effet Doppler, ils sont donc beaucoup plus étalés en énergie. D'autre part, pour être comptabilisé dans un clover, il faut le noyau de  $^{70}\text{Ni}$  soit détecté en coïncidence dans un des secteurs de la jonction silicium, ce qui suppose que celui ci ait subi l'excitation coulombienne. La contribution de l'isomère à l'alimentation du pic d'énergie  $2^+$  au niveau des clovers est donc elle aussi négligeable.

raie $\gamma$	$N_\gamma$	Efficacité (%)	Nombre de désintégrations
183 keV	$193 \pm 14$	0.012	$1.9 \pm 0.1 \times 10^6$
448 keV	$125 \pm 13$	0.009	$1.7 \pm 0.2 \times 10^6$
970 keV	$64 \pm 8$	0.005	$1.5 \pm 0.2 \times 10^6$
1259 keV	$57 \pm 7$	0.0038	$1.8 \pm 0.2 \times 10^6$

TAB. 2.3 – Nombre de photons dans chacun des pics correspondant à la décroissance du  $^{70m}\text{Ni}$ , et le nombre de désintégrations correspondant.

### 2.3.4 Détection des photons avec les clovers EXOGAM

#### Présentation du détecteur

Autour de la cible de Plomb sont disposés quatre détecteurs germanium clovers segmentés. Ils permettent de détecter les photons de désexcitation émis en coïncidence avec les ions lourds lors de leur interaction dans la cible. Ils sont placés en géométrie croix, perpendiculairement au faisceau à une distance de 55 mm de la cible.

Chaque détecteur est composé de quatre cristaux de germanium (cylindre de 60 mm de diamètre sur 90 mm de profondeur), indépendants les uns des autres. Chaque cristal est lui même segmenté électroniquement en quatre parties (dans le sens de la longueur). Ceci permet de séparer le détecteur en seize zones distinctes. Ainsi on améliore la connaissance du point d'interaction du photon dans le cristal, ce qui améliore la connaissance de l'angle d'émission du photon.

#### Efficacité de détection $\gamma$

Les calibrations en énergie et en efficacité sont effectuées grâce à une source de  $^{152}\text{Eu}$ . On obtient la courbe de calibration ci dessous (figure 2.11).

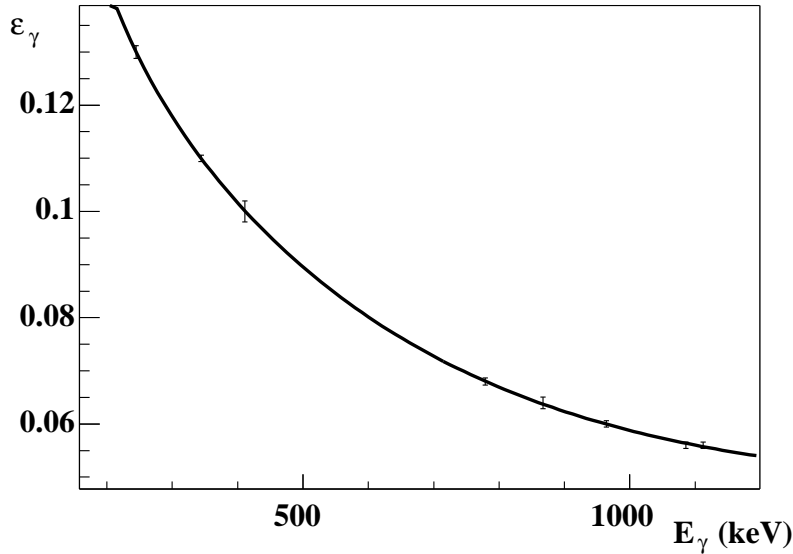


FIG. 2.11 – Efficacité des quatre clovers placés autour de la cible de Plomb. La fonction d'ajustement est donnée dans la référence [18].

### Résolution en temps

Pour déterminer la résolution en temps, on représente l'intervalle de temps entre l'implantation d'un fragment dans les jonctions et la détection d'un  $\gamma$  en coincidence. Ceci donne lieu à la construction du spectre "temps  $\gamma$ " (figure 2.12). La résolution en temps est essentiellement due à la résolution intrinsèque des cristaux de Germanium.

Les événements issus d'excitation coulombienne sont émis de façon prompte par rapport au faisceau. Les spectres en énergie  $\gamma$  sont donc conditionnés par cette gamme de temps "prompte".

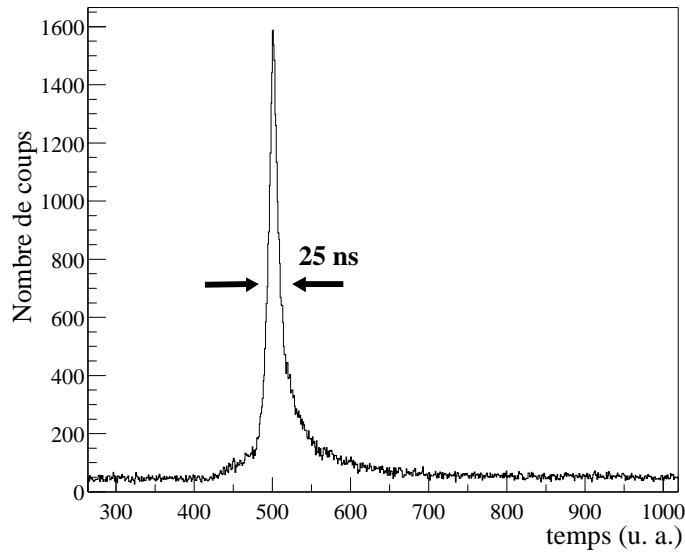


FIG. 2.12 – Spectre en temps correspondant à un noyau de  $^{70}\text{Ni}$ .

## 2.4 Electronique et acquisition

### 2.4.1 Montage électronique

Le schéma de l'électronique est représenté sur la figure 2.13. Tous les signaux ont été enregistrés par des codeurs VXI appelés XDC3214 développés par le service électronique du GANIL. Ces modules sont soit des ADC (Amplitude Digital Converter), soit des TDC (Time to Digital Converter), soit encore des QDC (Charge to Digital Converter). Pour cette expérience, nous avons utilisé les ADC et TDC.

La particularité de ces modules, est le grand nombre de voies ( $2 \times 16$  par module) et le fait que l'on peut déclencher le codage de chaque voie de façon individuelle ou bien groupée, ce qui, dans le cas des déclenchements individuels permet de réduire le temps mort. Nous avons utilisé ces deux modes pour différents signaux. Par exemple, les signaux des détecteurs de particules (scintillateur plastique et jonctions silicium) étaient codés par un même module ; le codage était déclenché en commun si un des détecteurs était touché. En revanche, les signaux de chaque cristal avaient un déclenchement individuel, qui servait également pour déclencher le codage des 4 segments du cristal concerné. L'ensemble des branchements est résumé sur la figure 2.13.

Les ions lourds génèrent un signal dans la jonction silicium à 4 secteurs traversée. Ce signal va ensuite être divisé en deux voies. Une voie énergie, amplifiée puis codée, et une voie temps. Cette dernière, une fois amplifiée, permet les mesures du temps de vol des ions dans le spectromètre et du temps entre l'implantation de l'ion et la détection d'un éventuel  $\gamma$  dans chacun des clovers (ce qu'on appelle le temps  $\gamma$ , un pour chaque cristal).

En sortie de la seconde jonction, on code uniquement un signal énergie (l'énergie résiduelle de l'ion).

Les photons émis au niveau de la cible de Plomb, déposent de l'énergie dans les cristaux de Germanium, qui vont générer un signal. Pour chaque cristal touché, on a un signal correspondant à l'énergie totale déposée dans le cristal, un signal énergie pour chaque segment de ce cristal, et un signal temps. Les 5 signaux énergie sont amplifiés puis codés. Le signal temps démarre la mesure du temps  $\gamma$  qui lui est associé.

Les ions lourds qui ne subissent pas l'interaction coulombienne sont implantés dans le scintillateur plastique. ils vont déposer leur énergie dans celui ci, qui émet alors de la lumière. Cette lumière est collectée par un photomultiplicateur (optiquement collé au plastique). La photocathode et les dynodes successives vont créer et amplifier un courant d'électrons utilisable. Le signal énergie (correspondant à la sortie dynode) est d'abord intégré par un codeur de charge (de type porte leblanc) avant d'être codé. Le signal temps (correspondant à la sortie anode) permet de déclencher le codage de l'énergie, et permet également la mesure du temps de vol des ions.

Les deux détecteurs germanium situés au niveau du plastique ont chacun une voie énergie qui est amplifiée puis codée, et une voie temps qui permet les mesures de temps entre l'implantation dans le plastique et l'émission d'un  $\gamma$ .

Les signaux qui déclenchent l'acquisition correspondent aux cinq signaux ions lourds. Il s'agit des quatre signaux temps des quatre secteurs de la première jonction silicium, et du signal temps du plastique "divisé". En effet

pour ne pas saturer l'acquisition avec des événements, largement majoritaires, où les ions ne sont pas déviés, on transmet le signal périodiquement pour le déclenchement. Si la division vaut 100 par exemple, un signal sera émis pour 100 ions détectés.

## 2.4.2 Principe de l'acquisition

On vient de définir les cinq signaux qui vont déclencher l'acquisition des données : codage des données brutes, lecture des codeurs, enregistrement sur bande, ... Ces cinq signaux entrent dans un module électronique GMT (GANIL Master Trigger), qui gère le codage des modules VXI.

Sur le chronogramme de la figure 2.14, on peut voir comment est formé un signal de déclenchement. Un signal INi arrive sur la voie i du module ; cela va déclencher l'ouverture d'une fenêtre de coïncidence FAG (Fast Analysis Gate) dont la taille a été définie par les paramètres de l'expérience, ici, cette fenêtre faisait 250 ns de large. Pendant toute la durée d'ouverture de cette fenêtre, les autres voies du modules sont inspectées afin de voir si elles sont touchées ou non.

Si on a imposé comme déclenchement d'avoir la voie i et la voie j, il faut que le signal de la voie j soit détecté dans cette FAG. Si c'est le cas (figure 2.14-a), le déclenchement est accepté et un signal FTA (Fast Trigger Accept) est émis. Sinon, (figure 2.14-b), le signal est rejeté et un signal FTR (Fast Trigger Reject) est émis. Ainsi, il est possible d'avoir des combinaisons de signaux comme triggers, afin d'opérer un tri des événements à coder, ou bien, on peut imposer des combinaisons veto. Dans ce cas si la combinaison voies i et j touchée est mise en veto, lors d'une coïncidence entre ces deux voies, un signal FTR sera émis à la fin de la FAG.

Dans notre cas, le déclenchement de l'acquisition était soit le signal plastique divisé, soit un des quatre signaux silicium. Toutes les combinaisons de ces 5 signaux étaient acceptées. Ce qui signifie donc que quelle que soit la voie i et/ou la voie j touchées, un signal FTA était émis.

Ce signal FTA a été utilisé comme déclenchement commun pour certains XDC (par exemple pour les siliciums et le plastique). Sur la figure 2.13, j'ai indiqué en pointillés lorsque le signal de déclenchement des modules était autre chose que le signal FTA, lorsque le déclenchement était un déclenchement commun par le signal FTA, je n'ai rien indiqué pour ne pas alourdir la figure.

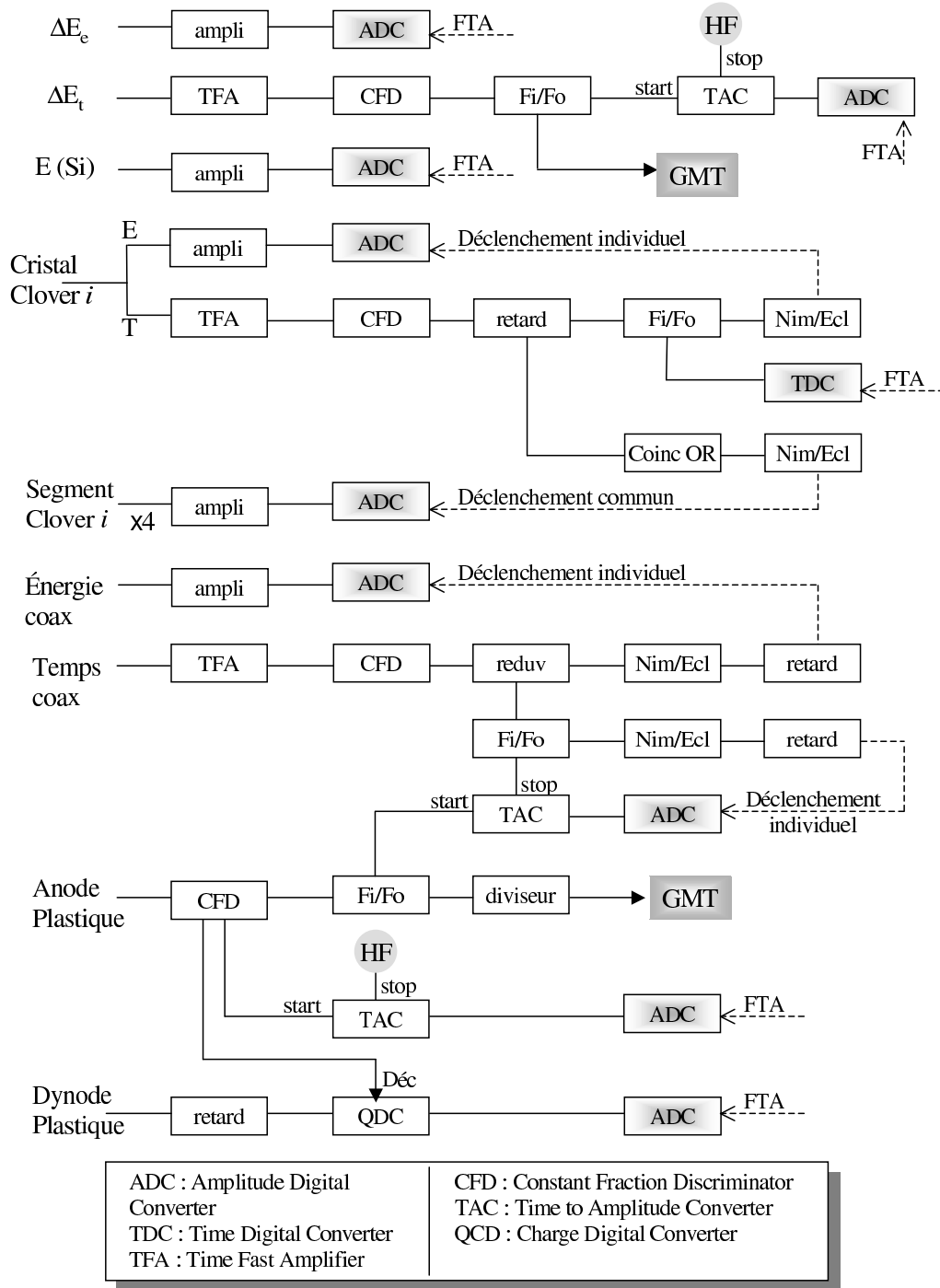


FIG. 2.13 – Schéma de l'électronique.



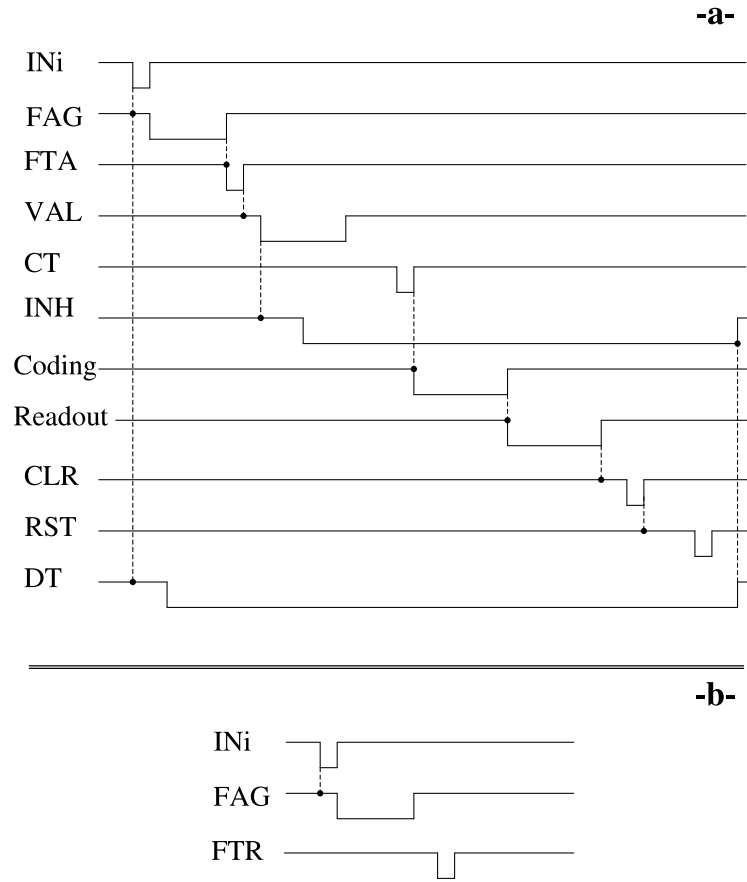


FIG. 2.14 – Chronogramme des signaux du déclenchement. En haut : cas d'un déclenchement accepté. En bas : cas d'un déclenchement rejeté.

## 2.5 Analyse des données

### 2.5.1 Correction Doppler

Les  $\gamma$  de désexcitation du niveau  $2^+$  sont détectés par des détecteurs clovers germaniums segmentés. Chaque clover est composé de quatre cristaux, chaque cristal étant lui même segmenté électroniquement en quatre. Cette grande granularité permet de connaître avec une grande précision l'angle d'émission du photon par rapport à l'axe du faisceau. La géométrie du système nous a permis de définir quatre couronnes, correspondant chacune à un angle donné. Cette géométrie est représentée sur la figure 2.15.

Les photons de désexcitation sont émis lors de l'interaction du projectile avec la cible de Plomb. Or le noyau émetteur est animé d'une vitesse de l'ordre

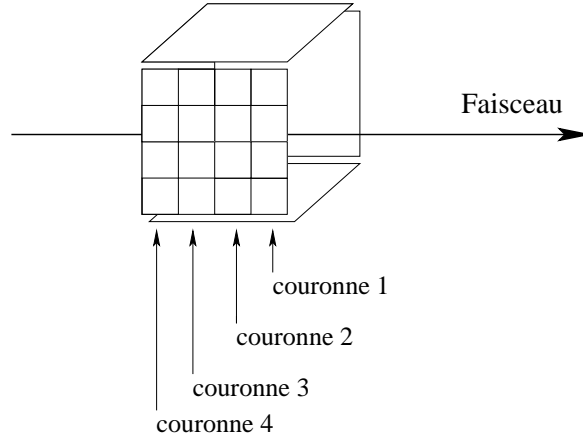


FIG. 2.15 – Schéma de la face avant d'un clover (gauche). Définition des couronnes formées par les segments des quatre clovers (droite).

de  $1/3$  de la vitesse de la lumière par rapport au référentiel du laboratoire. Les énergies détectées sont donc fortement affectées par l'effet Doppler qui se caractérise par un décalage entre l'énergie mesurée  $E$  et l'énergie d'émission  $E_0$ . Ce décalage s'exprime de la façon suivante :

$$E = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} E_0$$

où  $E$  est l'énergie mesurée dans le référentiel du laboratoire, et  $E_0$  est l'énergie dans le référentiel du noyau,  $\beta$  est égal à  $v/c$  et  $\theta$  est l'angle entre la trajectoire du noyau et la droite source-détecteur (voir figure 2.16). On retrouve bien dans cette relation que lorsque le photon est émis à l'arrêt (comme dans le cas d'une source de calibration), c'est-à-dire lorsque  $\beta$  est nul, l'énergie mesurée est égale à l'énergie d'émission. Pour retrouver l'énergie d'émission  $E$ , connaissant  $E_0$ , il faut connaître les valeurs de  $\beta$  et de  $\theta$ .

Le faisceau primaire de  $^{76}\text{Ge}$  est accéléré à une énergie de 58.9 MeV/A, les faisceaux secondaires ont une énergie de l'ordre de 40 MeV/A juste avant d'interagir avec la cible de Plomb. En sortant de la cible, ils ont une énergie d'environ 30 MeV/A. Cette énergie correspond à une valeur de  $\beta$  de l'ordre de 0.3.

La désexcitation par émission d'un photon ne suit pas instantanément l'excitation coulombienne. Les états qui nous intéressent ici ont une durée de vie de l'ordre de 10 ps. Compte tenu de leur vitesse, les noyaux parcourent environ 1 mm pendant ce laps de temps. Si on compare cette distance à l'épaisseur de la cible de Plomb (environ 0.1 mm), on peut estimer que les

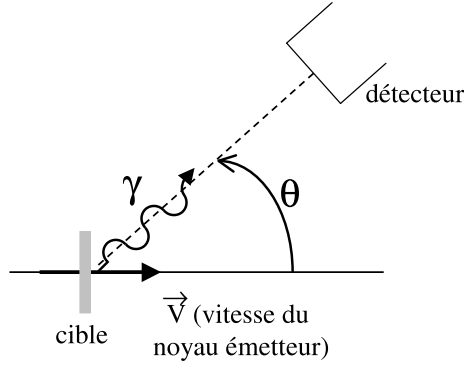


FIG. 2.16 – Schéma de principe de la détection des photons.

photons sont émis en moyenne à la sortie de la cible. La valeur de  $\beta$  utilisée sera donc calculée à partir de l'énergie en sortie de cible. Les valeurs de l'énergie et de  $\beta$  pour les différents réglages du spectromètre sont données dans le tableau 2.4.

noyau	$^{76}\text{Ge}$	$^{74}\text{Zn}$	$^{70}\text{Ni}$
Energie avant la cible (MeV/u)	46.8	43.4	42.3
Energie après la cible (MeV/u)	36.5	33.6	33.04
$\beta$ après la cible	0.272	0.261	0.259

TAB. 2.4 – Valeurs de l'énergie du faisceau avant et après la cible de  $^{208}\text{Pb}$  pour les trois noyaux étudiés, et la valeur de  $\beta$  retenue, correspondant à l'énergie du faisceau après la cible.

Il faut noter que cette valeur est une valeur moyenne. En effet, certains noyaux vont émettre leur photon dès l'entrée de la cible, d'autres au milieu de la cible, à des vitesses différentes de la valeur moyenne retenue. Ceci entraîne une incertitude sur la valeur de  $\beta$  de l'ordre de  $\Delta\beta = 0.03$ .

Pour connaître les angles effectifs de chaque couronne, on se sert du faisceau de  $^{76}\text{Ge}$ . On pourra comparer ces valeurs aux angles géométriques déterminés plus grossièrement par la position des détecteurs et celle de la cible. A partir de la relation entre  $E$  et  $E_0$ , on exprime  $\cos \theta$  :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta} \left( 1 - \sqrt{1 - \beta^2} \frac{E}{E_0} \right)$$

L'énergie  $E_0$  de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{76}\text{Ge}$  est bien connue, elle est de 562.92 keV [19]. On mesure l'énergie  $\gamma$  détectée sur chaque couronne, dont

l'énergie diffère du fait de leurs angles différents (voir figure 2.17), et on en déduit l'angle correspondant. Les mesures de l'énergie et l'angle correspondant pour chaque couronne sont reportées dans le tableau 2.5. On constate que les angles mesurés ne sont pas centrés autour de  $90^\circ$  comme on le pensait, ce qui peut s'expliquer par un léger décalage de la cible par rapport au centre des clovers de l'ordre de 5 mm. Ceci n'est pas grave pour la suite de l'analyse, mais montre bien qu'il était nécessaire de mesurer ces angles expérimentalement.

couronne	$E$ (keV)	$\theta$ ( $^\circ$ ) attendu	$\theta$ ( $^\circ$ ) mesuré
1	573.7	67	78.4
2	539.3	79	91.1
3	497.2	101	109.8
4	476.3	113	120.5

TAB. 2.5 – Energie mesurée pour la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{76}\text{Ge}$  dans les quatre couronnes et les angles correspondants

Les valeurs de  $\beta$  et  $\theta$  sont connues avec une certaine incertitude : l'incertitude sur  $\theta$  est due à la taille des cristaux (la position exacte du point d'impact du photon sur le cristal n'est pas connue) et vaut  $\Delta\theta = 15^\circ$  ; l'incertitude sur  $\beta$  est due à l'acceptance en moment du faisceau secondaire, et surtout à la dispersion en énergie dans la cible secondaire, elle vaut  $\Delta\beta = 0.03$ . Ces deux incertitudes vont engendrer un élargissement du pic reconstruit. Cet élargissement peut être estimé en différenciant la relation ci dessus :

Elargissement engendré par l'incertitude sur  $\theta$  :

$$\Delta E_\theta = E_o \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{(1 - \beta \cos \theta)^2} |\beta \sin \theta| \Delta\theta$$

$$\frac{\Delta E_\theta}{E} = \frac{|\beta \sin \theta|}{1 - \beta \cos \theta} \Delta\theta$$

Elargissement engendré par l'incertitude sur  $\beta$  :

$$\Delta E_\beta = E_o \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \frac{|-\beta + \cos \theta|}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \theta)} \Delta\beta$$

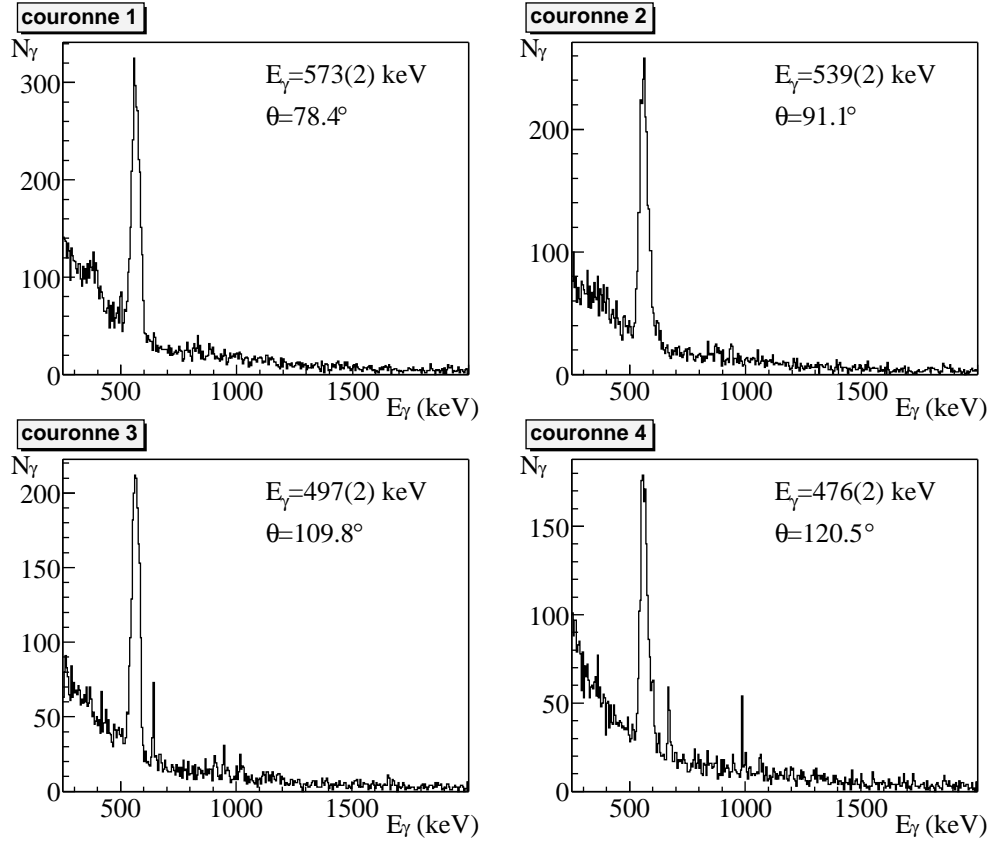


FIG. 2.17 – Spectres en énergie  $\gamma$ , non corrigés doppler obtenus avec le réglage sur le  $^{76}\text{Ge}$  pour chaque couronne.

$$\frac{\Delta E_\beta}{E} = \frac{|-\beta + \cos \theta|}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \theta)} \Delta \beta$$

A ces deux contributions il faut ajouter la résolution intrinsèque des cristaux  $\Delta E_{int}$  qui ne dépend ni de l'angle ni de la vitesse auxquels le photon est émis. On a donc :

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E_\beta}{E}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_\theta}{E}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_f}{E}\right)^2$$

On peut donc estimer la résolution aux énergies qui nous intéressent soit 600 keV et 1260 keV, pour un  $\beta$  de 0.27, à un angle de  $91^\circ$ . Pour des cristaux de Germanium, la résolution intrinsèque est très bonne, elle est de l'ordre de 2.5 keV à 1 MeV. On s'attend à une résolution de 47 keV à 600 keV et de 95 keV à 1260 keV.

Une fois que les angles sont déterminés, on relit les données en constituant les spectres en énergie  $\gamma$  corrigés pour chaque couronne, que l'on peut ensuite sommer. Sur la figure 2.18 on voit l'effet de la correction doppler sur le spectre somme des quatre couronnes pour les noyaux de  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Zn}$  et  $^{70}\text{Ni}$ . Sur les spectres corrigés de l'effet Doppler, on retrouve effectivement les largeurs estimées précédemment.

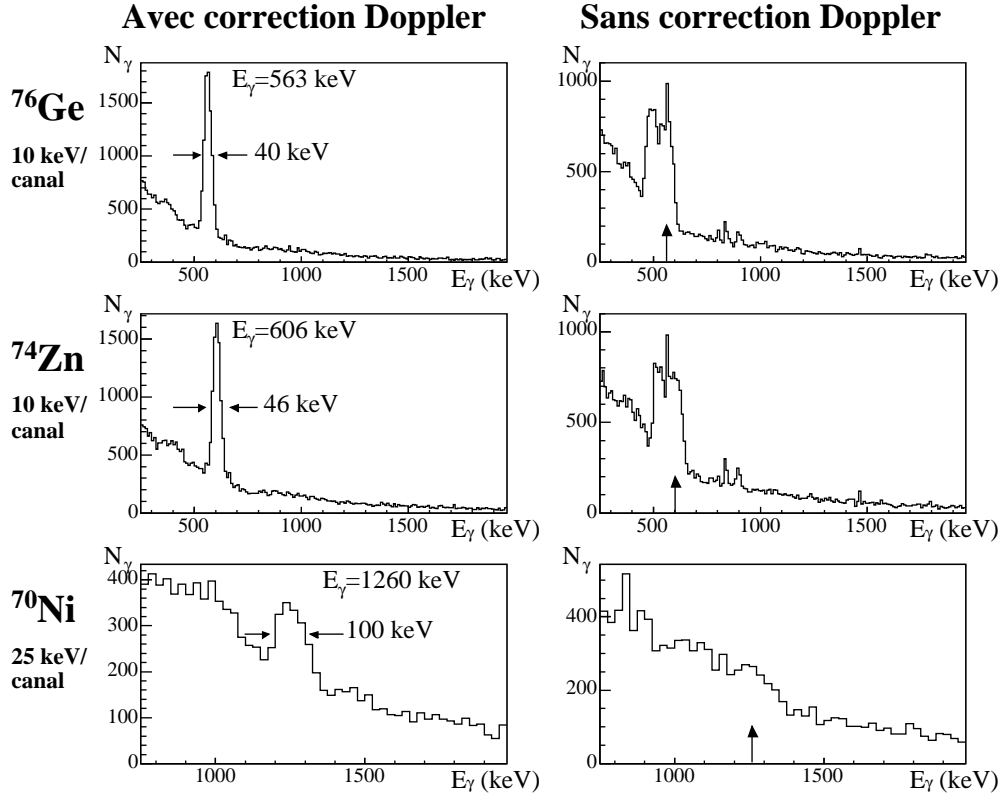


FIG. 2.18 – Spectre en énergie  $\gamma$  avec correction Doppler (à gauche), et sans correction Doppler (à droite) pour les trois noyaux étudiés. Les spectres sont conditionnés par le temps prompt, et par la multiplicité.

### 2.5.2 Multiplicité $\gamma$

Lorsqu'on trace le spectre  $\gamma$  corrigé de l'effet Doppler pour le  $^{76}\text{Ge}$ , on observe d'une part qu'on a un important bruit de fond, et d'autre part que le pic d'énergie  $2^+$  est élargi à la base (voir figure 2.19).

L'élargissement à la base est du à la contribution de raies  $\gamma$  issues de

réaction  $(n,n'\gamma)$  sur les atomes de Ge du détecteur. Le fond continu est du à des rayonnements issus des différentes réactions qui ont lieu dans la cible.

Si on conditionne le spectre en imposant un seul clover touché ou un seul cristal touché, le bruit de fond est réduit d'un facteur 10, la base du pic n'est plus asymétrique, et le nombre de coups dans le pic du à l'excitation coulombienne des noyaux reste constant.

Cet effet s'explique par le fait qu'aux énergies auxquelles on travaille, on ne fait pas d'excitation multiple, l'excitation coulombienne est un phénomène de multiplicité 1 : lorsqu'un noyau a réagi, il se désexcite en émettant un seul photon. De plus, pour tous les noyaux étudiés, le taux de comptage est trop faible pour que la probabilité d'avoir deux noyaux qui fassent de l'excitation coulombienne simultanément soit significative. On comprend donc pourquoi lorsqu'on impose d'avoir un seul clover ou un seul cristal touché, on ne perd pas de coups dans le pic qui nous intéresse tout en se débarrassant du bruit de fond.

Cependant, si on impose d'avoir un seul segment touché, la condition devient alors trop stricte puisqu'on perd des coups dans le pic d'énergie  $2^+$ .

### 2.5.3 Reconstruction des angles

Chaque détecteur segmenté fournit quatre signaux provenant de chacun des cristaux (signaux centraux), et seize signaux provenant des positions. On se sert des signaux des segments afin de déterminer avec plus de précision l'angle de détection. On se limite aux cas où un seul cristal est touché, puisque cela permet de s'affranchir du bruit de fond, sans pour autant dégrader le pic qui nous intéresse. Lorsqu'un cristal est touché, on connaît l'énergie déposée dans ce cristal. On prend comme angle celui correspondant au segment dans lequel l'énergie déposée est la plus grande.

### 2.5.4 Comptage des ions

#### Comptage du $^{76}\text{Ge}$

Le faisceau de  $^{76}\text{Ge}$  étant un faisceau pur, le comptage des ions ne pose pas de difficulté majeure. On somme le nombre de coups dans le plastique et le nombre de coups dans les quatre secteurs  $\Delta E$  silicium.

#### Comptage du $^{74}\text{Zn}$

Les mesures sur le  $^{74}\text{Zn}$  ont été faites avec deux réglages différents (voir figure 2.20). Avec le premier réglage, le taux de  $^{74}\text{Zn}$  était de 68%, et avec le deuxième réglage, de 57%. Ces taux ont été appliqués au nombre total de

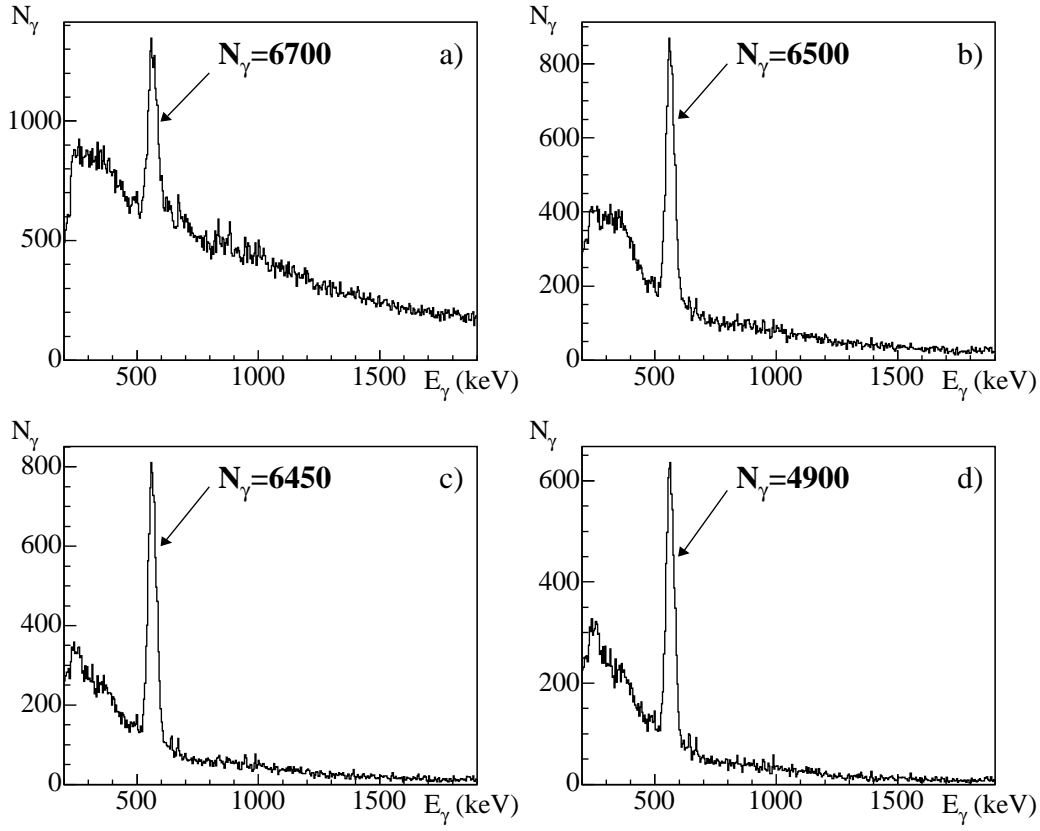


FIG. 2.19 – Comparaison du spectre en énergie  $\gamma$  pour le  $^{76}\text{Ge}$  avec différentes conditions sur la multiplicité des  $\gamma$  : aucune condition en a ; un seul clover touché en b ; un seul cristal touché en c ; et un seul segment touché en d.

noyaux détectés dans le plastique et dans les silicium, afin de retrouver le nombre d'ions  $^{74}\text{Zn}$  implantés.

### Comptage du $^{70}\text{Ni}$

Pour retrouver le nombre d'ions de  $^{70}\text{Ni}$  dans le faisceau, on ne peut pas appliquer la même méthode que pour le  $^{74}\text{Zn}$  car le taux de  $^{70}\text{Ni}$  a varié au cours du temps. Il a donc fallu faire un fit du spectre temps de vol plastique pour déterminer la proportion de  $^{70}\text{Ni}$  par rapport aux autres noyaux transmis. Chaque noyau a une dispersion en temps de vol due à l'acceptance en moment du spectromètre. En première approximation, cette dispersion est gaussienne, on a donc fait le fit du spectre temps de vol plastique avec une somme de gaussiennes. Le nombre de gaussiennes (c'est à dire le nombre de noyaux) a été déterminé à partir de la matrice d'identification obtenue avec



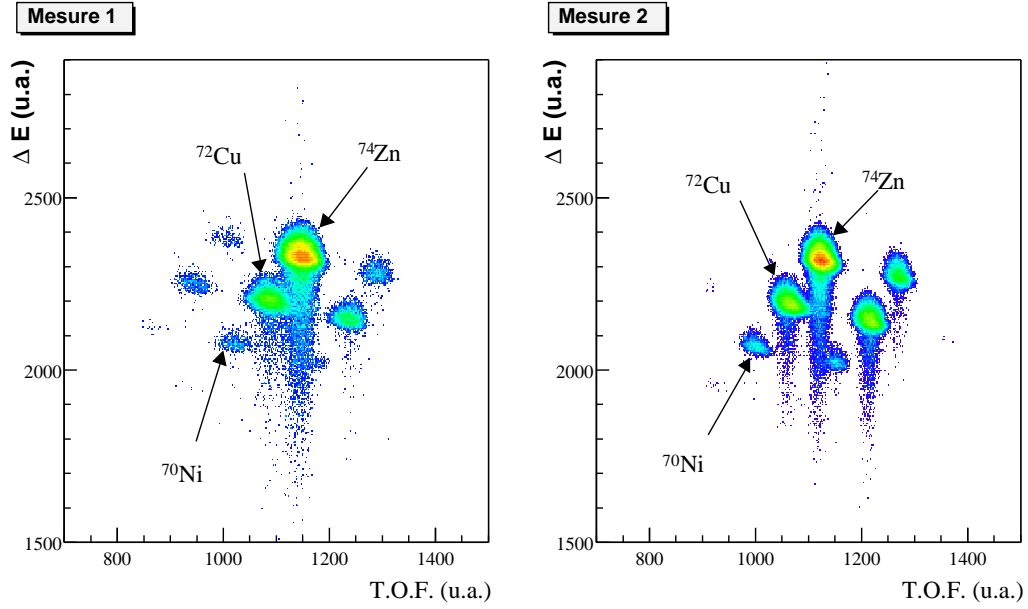


FIG. 2.20 – Spectres d'identification en  $\Delta E_{\text{esc}}$  - temps de vol pour les deux mesures sur le  $^{74}\text{Zn}$ .

le détecteur escamotable (figure 2.21). Sur la matrice, on voit clairement qu'il y a essentiellement 8 noyaux à prendre en compte.

D'autre part, certains des noyaux présents dans le faisceau ont des isomères connus, ce sont les noyaux de  $^{71}\text{Cu}$ ,  $^{72}\text{Cu}$ ,  $^{70}\text{Ni}$  et  $^{69}\text{Ni}$  [20, 16, 21]. Ainsi en conditionnant le spectre temps plastique par les transitions  $\gamma$  retardées des isomères, on peut retrouver le centroïde et la largeur correspondant à ces noyaux, voir figure 2.22. Ceci permet de contraindre le fit, et d'avoir moins de paramètres libres. On constate que les projections en temps de vol correspondant aux différents noyaux ne sont pas vraiment des gaussiennes. Ainsi dans le fit final, j'ai d'une part considéré une somme de gaussiennes dont les centroïdes et les largeurs pour les noyaux de  $^{71}\text{Cu}$ ,  $^{72}\text{Cu}$ ,  $^{70}\text{Ni}$  et  $^{69}\text{Ni}$  ont été fixés sur les centroïdes et les largeurs de leurs projections individuelles. Et d'autre part, j'ai fait le fit avec une somme de gaussiennes dont j'ai laissé libres tous les paramètres. Les résultats de ces deux fits sont représentés sur la figure 2.23. A l'issue de ces différents traitements, on trouve que le taux de  $^{70}\text{Ni}$  est compris entre 7.5 % et 10.0 %. Cette incertitude sur le nombre de noyaux consitue la plus grande partie de l'erreur systématique sur la mesure du  $B(E2)$ .

Avec ce réglage, le  $^{74}\text{Zn}$  est également produit, on observe qu'on a entre 6.5 et 7.5 % de  $^{74}\text{Zn}$  sur cette mesure. Ceci va nous permettre de vérifier que l'on retrouve bien le même  $B(E2)$  pour ce noyau avec ce réglage et avec

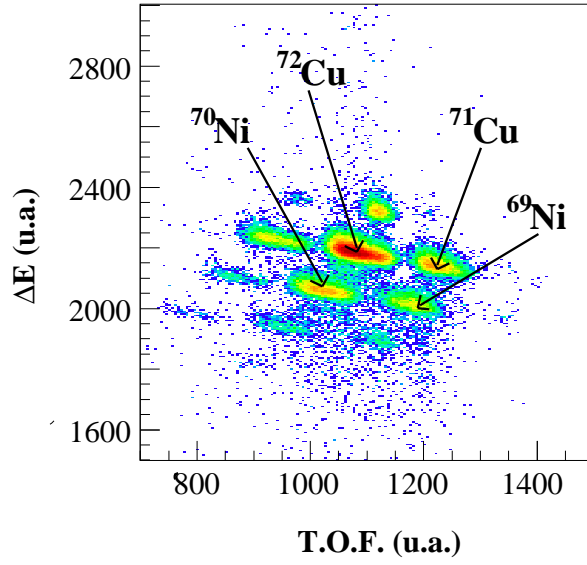


FIG. 2.21 – Spectres d'identification en  $\Delta E_{\text{esc}}$  - temps de vol pour la mesure sur le  $^{70}\text{Ni}$ .

les réglages précédents optimisés sur le  $^{74}\text{Zn}$  et ainsi de valider la méthode utilisée pour compter les ions de  $^{70}\text{Ni}$ . Cette mesure sur le  $^{74}\text{Zn}$  sera notée  $n^\circ 3$  par la suite. Dans le tableau 2.6 sont résumés les différentes valeurs trouvées pour les nombres d'ions.

noyau	Plastique	Jonction Si	total
$^{76}\text{Ge}$	$2.010(1) \times 10^8$	$1.820(1) \times 10^7$	$2.190(1) \times 10^8$
$^{74}\text{Zn}$ (1)	$1.17(3) \times 10^8$	$1.76(5) \times 10^7$	$1.35(4) \times 10^8$
$^{74}\text{Zn}$ (2)	$1.22(3) \times 10^8$	$2.01(6) \times 10^7$	$1.43(4) \times 10^8$
$^{70}\text{Ni}$	$1.2(2) \times 10^8$	$1.7(3) \times 10^7$	$1.4(2) \times 10^8$
$^{74}\text{Zn}$ (3)	$0.99(9) \times 10^8$	$1.4(1) \times 10^7$	$1.13(9) \times 10^8$

TAB. 2.6 – Résumé des nombres d'ions détectés dans chaque détecteur sur les différentes mesures. Le nombre d'ions de  $^{70}\text{Ni}$  indiqué ici est corrigé du taux isomérique.

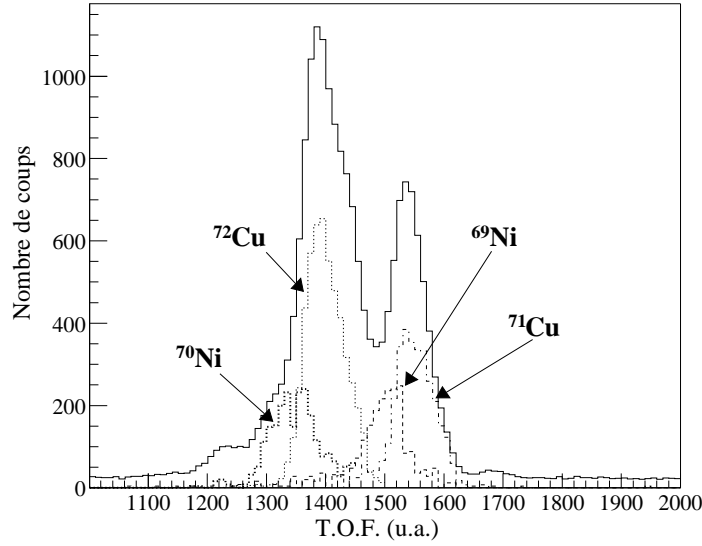


FIG. 2.22 – Spectre total temps de vol au niveau du plastique pour la mesure sur le  $^{70}\text{Ni}$  (en trait plein) ; et spectres temps de vol plastique pour la même mesure, conditionnés par les raies  $\gamma$  pour les isomères présents dans le faisceau (en pointillés).

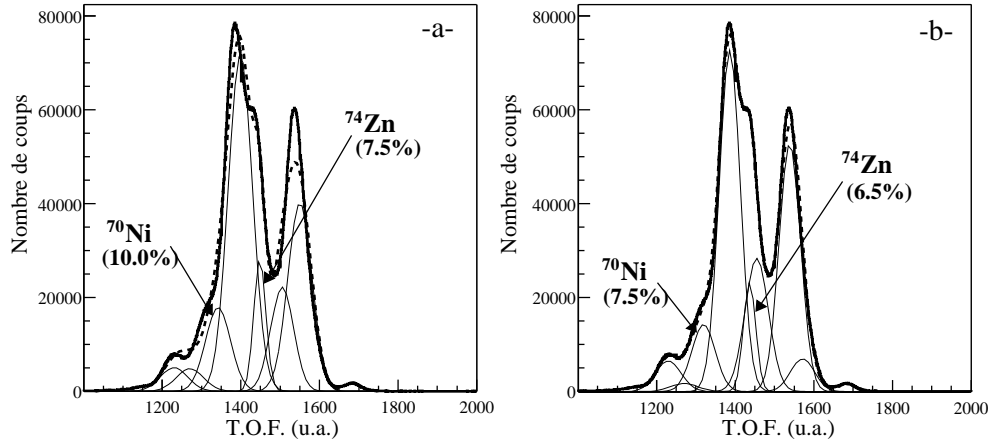


FIG. 2.23 – Spectre total temps de vol au niveau du plastique pour la mesure sur le  $^{70}\text{Ni}$  (en trait plein gras) ; résultat du fit (en pointillés) ; décomposition du fit (en trait plein fin). Le fit a été contraint par les centroïdes et les largeurs isomères en a, et laissé libre en b.

### 2.5.5 Détermination des probabilités de transition réduites

La section efficace d'excitation coulombienne s'écrit :

$$\sigma_{E2} = \frac{N_{\gamma}^{coulx}}{\mathcal{N}_F \mathcal{N}_C}$$

où  $N_{\gamma}^{coulx}$  est le nombre de photons de désexcitation successifs à l'excitation coulombienne,  $\mathcal{N}_F$  est le nombre d'ions dans le faisceau (pénétrant dans la cible secondaire), et  $\mathcal{N}_C$  est le nombre de noyaux contenus dans la cible par unité de surface.

Le nombre d'ions incidents  $\mathcal{N}_F$  qui arrivent sur la cible secondaire, c'est à dire le nombre total d'ions susceptibles de subir un processus d'excitation coulombienne, est déterminé par les jonctions silicium et le plastique, qui détectent les ions en sortie de la cible de Plomb.

Le nombre de photons de désexcitation  $N_{\gamma}^{coulx}$  est égal au nombre de photons que l'on détecte dans les clovers, corrigé de l'efficacité de détection.

Pour déterminer ce nombre de photons, il faut connaître le plus correctement possible l'efficacité de détection du dispositif constitué par les quatre germanium clover segmentés. Les mesures d'efficacité ont été réalisées grâce à une source de calibration. Mais il existe deux différences fondamentales entre l'émission d'un photon par une source, et l'émission de photons de désexcitation (correspondant à la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$ ) en vol. Tout d'abord, l'émission de la source est isotrope, alors que l'émission successive à une excitation coulombienne dépend du peuplement des sous états magnétiques (dans notre cas, un rayonnement de type E2). Ensuite, la source de calibration est immobile, tandis que les noyaux émetteurs lors de l'expérience ont une vitesse importante.

La répartition spatiale des photons émis par la source est donc différente de celle des photons émis lors de l'excitation coulombienne. Ce qui entraîne une nécessaire correction de l'efficacité réelle de détection. Cette situation est résumée sur la figure 2.24 pour les trois noyaux qui nous intéressent, avec à chaque fois, trois configurations distinctes :

- cas d'une source : émission isotrope et vitesse nulle (dans le référentiel du laboratoire).
- cas d'une désexcitation  $2^+ \rightarrow 0^+$  : émission de type E2 et vitesse nulle (dans le référentiel du projectile).
- cas d'une désexcitation  $2^+ \rightarrow 0^+$  : émission de type E2 et vitesse non nulle (dans le référentiel du laboratoire).

Les plages angulaires grisées sur la figure 2.24 représentent la zone couverte par les détecteurs germanium. On détermine donc une efficacité globale

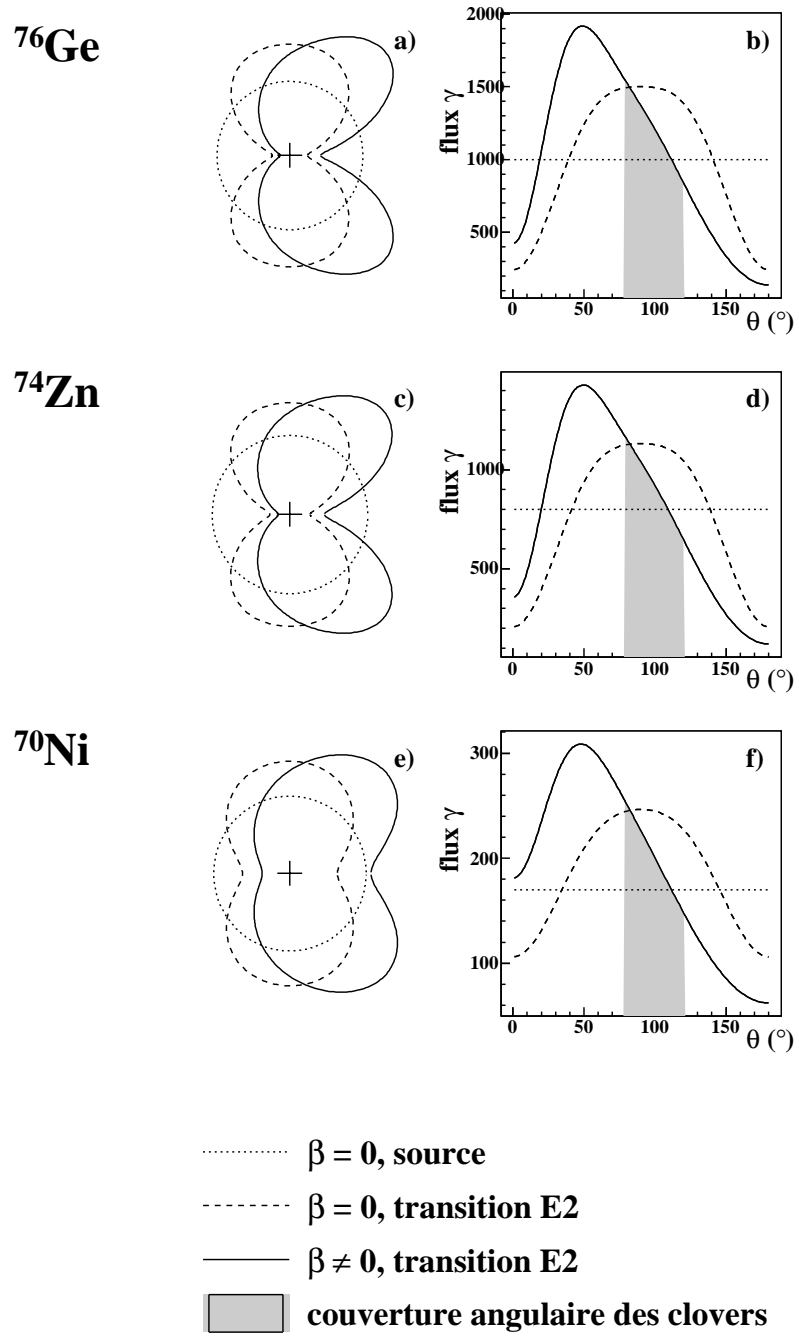


FIG. 2.24 – Distribution angulaire des émissions  $\gamma$  dans les trois situations décrite dans le texte, en représentation polaire à gauche, et en représentation cartésienne à droite, pour différents noyaux. a et b : noyau de  $^{76}\text{Ge}$ . c et d : noyau de  $^{74}\text{Zn}$ . e et f : noyau de  $^{70}\text{Ni}$ .

$\varepsilon'_\gamma$ , en multipliant l'efficacité source  $\varepsilon_\gamma$  par un facteur  $fact$  qui dépend du noyau considéré :  $\varepsilon'_\gamma = fact \times \varepsilon_\gamma$ .

On constate que la structure des émissions  $2^+$  est relativement différente suivant le noyau considéré. La correction que l'on doit appliquer sur l'efficacité de détection est donc très dépendante du noyau. Les différentes corrections pour les trois noyaux étudiés sont données dans le tableau 2.7. Ces facteurs  $fact$  sont obtenus en faisant le rapport :

$$fact = \frac{\int_{\theta_1}^{\theta_2} W_{lab}(E2)}{\int_{\theta_1}^{\theta_2} W_{lab}(source)}$$

où  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont les bornes de la plage angulaire couverte par les quatre clovers germanium,  $W_{lab}(E2)$  est la distribution angulaire d'une émission de type  $E2$  et vitesse non nulle,  $W_{lab}(source)$  est la distribution angulaire d'une émission isotrope.

D'autre part, on a vu également que le dispositif expérimental induit une efficacité géométrique que l'on a évaluée au paragraphe 2.3.2, cette efficacité  $\varepsilon_{geo}$  est reportée dans le tableau 2.7. L'efficacité totale  $\varepsilon_\gamma^{tot}$  à prendre en compte est donc :

$$\varepsilon_\gamma^{tot} = fact \times \varepsilon_\gamma \varepsilon_{geo}$$

noyau	$fact$	$\varepsilon_{geo}$
$^{76}\text{Ge}$	0.967	0.801
$^{74}\text{Zn}$	1.051	0.729
$^{70}\text{Ni}$	1.052	0.727

TAB. 2.7 – Facteur de correction de l'efficacité  $fact$  et efficacité géométrique  $\varepsilon_{geo}$  en fonction du noyau.

Le nombre de photons de désexcitation finalement obtenus est présenté dans le tableau 2.8.

### Détermination d'un $B(E2)$ relatif

On utilise comme noyau de référence le  $^{76}\text{Ge}$  dont le  $B(E2)$  a été mesuré à plusieurs reprises [22, 23, 24], ces résultats ont été compilés par S. Raman *et al.* [25], pour en déduire une valeur de  $B(E2)$  pour le  $^{76}\text{Ge}$  de 2680(80) e<sup>2</sup>fm<sup>4</sup>. En accord avec la formule qui lie la section efficace et la probabilité de transition réduite (voir annexe A), on a :

$$\frac{\sigma_{E2}(X)}{\sigma_{E2}(^{76}\text{Ge})} = \frac{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, X)}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, ^{76}\text{Ge})}$$

noyau	$N_{\gamma}^{d\acute{e}tect\acute{e}}$	$\varepsilon_{\gamma}^{tot}$	$N_{\gamma}^{coulex}$
$^{76}\text{Ge}$	6450(150)	7.4(5)%	87100(7900)
$^{74}\text{Zn}$ (1)	2580(90)	6.9(5)%	37400(4000)
$^{74}\text{Zn}$ (2)	3047(110)	6.9(5)%	44100(4800)
$^{70}\text{Ni}$	675(90)	3.7(3)%	18200(3900)
$^{74}\text{Zn}$ (3)	2390(170)	9.4(7)%	25300(2500)

TAB. 2.8 – Nombre de photons de d\acute{e}sexcitation pour chaque noyau.

où  $X$  représente le noyau dont on cherche la probabilité de transition. Rappelons que la validité de cette formule nécessite que seuls des processus électromagnétiques interviennent. Pour cela on doit s'assurer que l'angle de diffusion des ions lourds, en sortie de la cible de Plomb soit inférieur à l'angle d'effleurement  $\theta_{graz}$ . Dans notre cas, l'angle maximal de détection, sous tendu par la seconde jonction silicium, vaut  $4.6^\circ$  dans le référentiel du laboratoire. Ce qui correspond à un angle de  $6.1^\circ$  dans le référentiel du projectile. Cet angle est à comparer à  $\theta_{graz}$  au-delà duquel la contribution nucléaire devient prépondérante. Pour les noyaux qui nous intéressent ici,  $\theta_{graz}$  varie entre  $6.2$  et  $6.4^\circ$ . Les processus nucléaires sont donc négligeables, et on peut écrire :

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, X) = B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, ^{76}\text{Ge}) \frac{N_{\gamma}^{coulex}(X)}{N_{\gamma}^{coulex}(^{76}\text{Ge})} \frac{\mathcal{N}_F(^{76}\text{Ge})}{\mathcal{N}_F(X)}.$$

On en déduit donc les probabilités de transition réduite indiquées dans le tableau 2.9.

noyau	$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ ( $\text{e}^2\text{fm}^4$ )	Erreur relative (%)
$^{74}\text{Zn}$ (1)	1850(130)	7.4
$^{74}\text{Zn}$ (2)	2070(150)	7.4
$^{70}\text{Ni}$	860(170)	20.8
$^{74}\text{Zn}$ (3)	1990(240)	12.3

TAB. 2.9 – Résumé des valeurs de  $B(E2)$  mesurées.

Les deux valeurs obtenues sur les deux mesures du  $^{74}\text{Zn}$  sont consistantes compte tenu des barres d'erreurs. La valeur finale qu'on retiendra pour le  $B(E2)$  de  $^{74}\text{Zn}$  sera donc la moyenne des deux :  $1960(140) \text{ e}^2\text{fm}^4$ . Cette valeur est confirmée par la mesure de  $B(E2)$  de  $^{74}\text{Zn}$  extraite des données sur le  $^{70}\text{Ni}$ . La valeur de  $B(E2)$  de  $^{70}\text{Ni}$  est de  $860(170) \text{ e}^2\text{fm}^4$ , ce qui fait

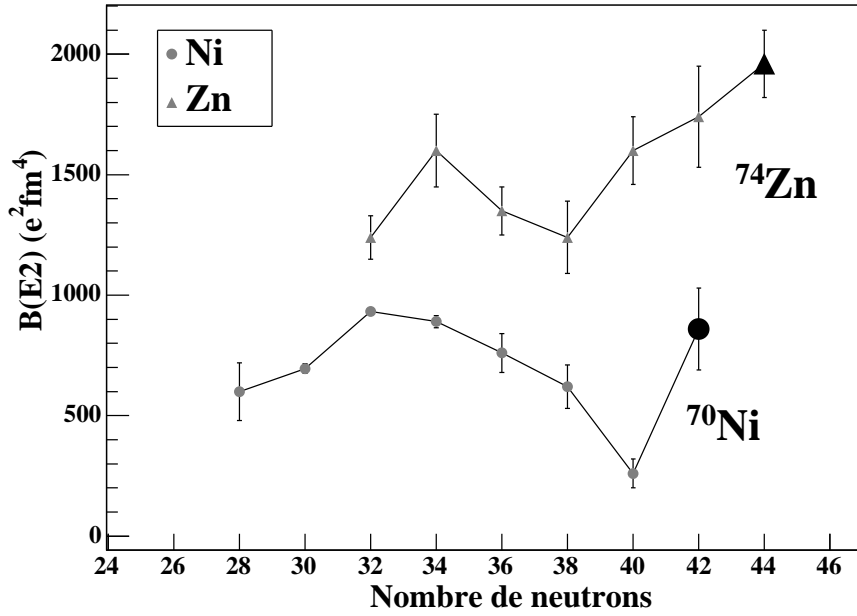


FIG. 2.25 – Valeurs de  $B(E2)$  sur les chaînes isotopiques de Zn et de Ni. Les nouvelles valeurs obtenues pour  $^{74}\text{Zn}$  et  $^{70}\text{Ni}$  ont été ajoutées.

que l'on assiste à une augmentation du  $B(E2)$  après  $N=40$  pour les Ni. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 2.25. L'estimation des barres d'erreurs est détaillé en annexe B.

Notre expérience d'excitation coulombienne a été réalisée à "haute" énergie ; une expérience d'excitation coulombienne de  $^{74,76,78}\text{Zn}$  a été réalisée sur REX-ISOLDE à basse énergie et est actuellement en cours d'analyse [26] et il sera particulièrement intéressant de comparer les résultats pour  $^{74}\text{Zn}$ .





# Chapitre 3

## Etude de noyaux proches de $N=50$ par décroissances $\beta$ à PARRNe

### 3.1 PARRNe au tandem d'Orsay

Le programme PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons), installé au Tandem d'Orsay est à l'origine un programme de recherche et développement (R&D) destiné à optimiser les conditions de production de faisceaux radioactifs obtenus à partir de la fission de  $^{238}\text{U}$ , dans la perspective de SPIRAL2 programmé au GANIL. L'idée initiale était de disposer d'un banc d'essai pour optimiser les ensembles cible-source dont l'efficacité, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, est l'un des facteurs les plus importants pour les productions à SPIRAL2.

La fission de  $^{238}\text{U}$  donne accès à une vaste région de noyaux riches en neutrons allant de Co aux terres rares comme indiqué sur la figure 3.1. En particulier, cette méthode de production permet d'accéder aux noyaux de  $^{78}\text{Ni}$  et  $^{132}\text{Sn}$ , deux noyaux doublement magiques si les fermetures de couche  $Z=28$  &  $50$  et  $N=50$  &  $82$ , établies pour les noyaux de la vallée de stabilité, se maintiennent pour des noyaux riches en neutrons. Les différentes mesures de production effectuées au cours du programme de R&D ont mis en évidence des flux assez intenses dans ces deux régions (de l'ordre de  $2 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$  pour le  $^{78}\text{Zn}$  et de  $3.5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$  pour le  $^{132}\text{Sn}$ ) pour envisager un programme de physique basé sur l'étude de l'évolution des gaps prédits par le modèle en couche.

Le caractère doublement magique de la région de  $^{132}\text{Sn}$  est désormais bien établi, tant par les études de structure nucléaire que par les mesures de rayon

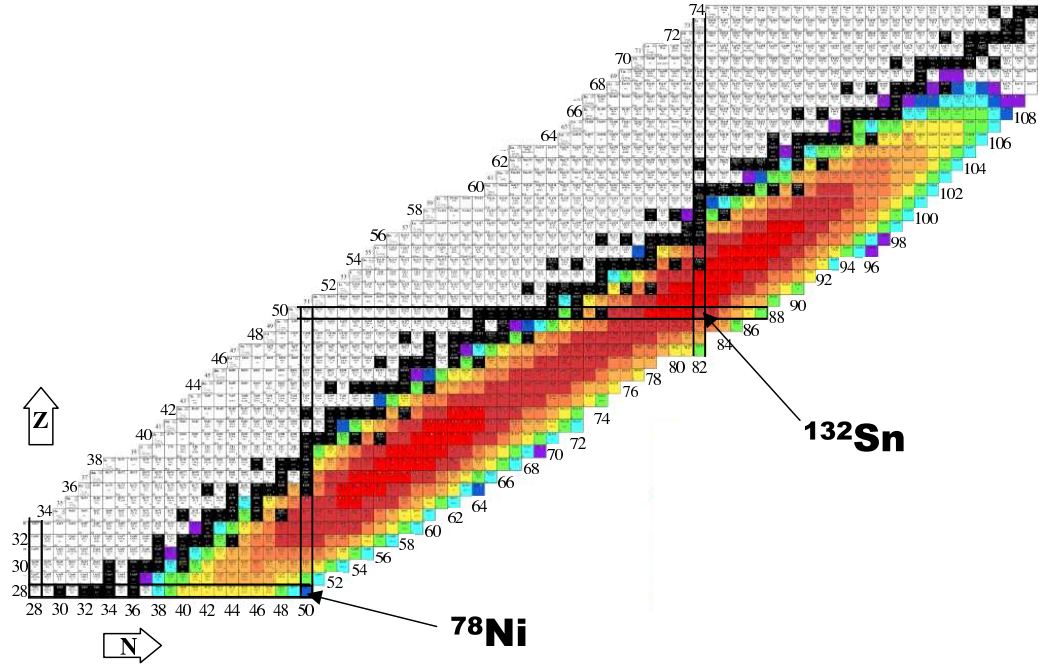


FIG. 3.1 – Extrait de la charte des nuclides, la région des noyaux produits par fission de  $^{238}\text{U}$  est indiquée en grisé.

carré moyen de charge [27, 28, 29, 30]. En revanche, la question reste ouverte en ce qui concerne la région de  $^{78}\text{Ni}$ . Le rapport  $A/Z=2.79$  de ce noyau le classe dans la catégorie supérieure en terme d'exotécité par rapport à  $^{132}\text{Sn}$  qui compte un rapport  $A/Z$  de 2.64. Le  $^{78}\text{Ni}$  a été observé pour la première fois en 1995 [12], mais aucune mesure n'a pu être effectuée en raison des faibles taux de production.

Le programme de physique engagé sur PARRNe s'est donc tourné vers l'étude de la région autour de  $N=50$ . Les expériences présentées ici sont les premières expériences de physique autour de  $N=50$  réalisées à PARRNe.

### 3.1.1 Productions des faisceaux radioactifs à PARRNe

Comme on l'a vu en introduction, il existe essentiellement deux modes de production de faisceaux radioactifs. La méthode retenue sur PARRNe est la méthode ISOL ; la fission est induite dans une cible épaisse de  $^{238}\text{U}$  par des neutrons rapides produits grâce au faisceau de deutons du Tandem d'Orsay.

### Le Tandem d'Orsay

La ligne ISOL PARRNe est installée auprès du Tandem d'Orsay. Le Tandem est une machine électrostatique qui peut accélérer une importante palette d'ions, allant des particules jusqu'aux agrégats massiques. Les domaines de physique concernés vont de la physique nucléaire fondamentale à l'astrophysique, la physique du solide, la physique atomique ...

La haute tension est créée par un apport de charges au centre de la machine. Ces charges sont convoyées par une chaîne isolante en rotation continue. La partie centrale de la machine est portée à une tension positive de plusieurs millions de volts (tension maximum 15 MV).

Les atomes que l'on désire accélérer sont tout d'abord transformés en ions négatifs (avec une charge  $q_{neg} = 1$ ), injectés à l'une des extrémités de la machine et soumis au champ accélérateur créé par la différence de potentiel statique (ddp). Arrivés au centre, ils sont "épluchés" d'une partie de leurs électrons au passage d'une mince couche de gaz ou de carbone. Ils deviennent alors des ions positifs (de charge  $q_{pos}$ ) et sont repoussés dans la deuxième partie de leur trajet (voir figure 3.2). Un ion de charge  $Q$  (unités atomiques) soumis à une ddp de  $V$  (Volts) va acquérir une énergie (en eV) de :  $E = QV$ . Les ions accélérés au Tandem ont donc une énergie totale de  $E = (q_{neg} + q_{pos})V$ .

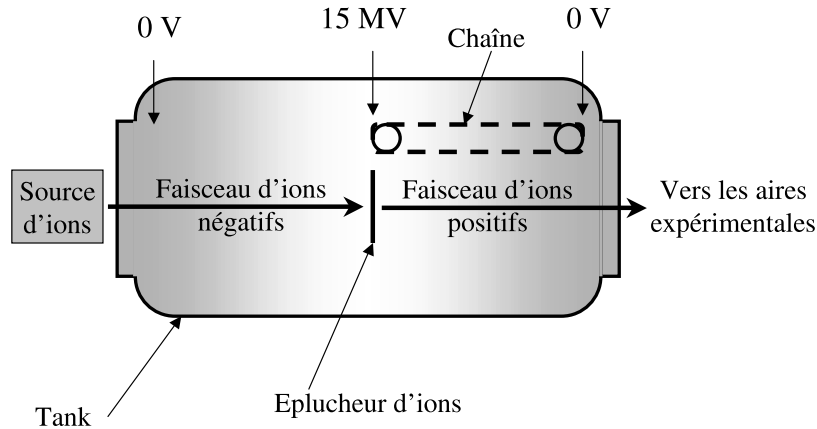


FIG. 3.2 – Schéma de principe du Tandem.

### Le flux de neutrons

Pour produire le flux de neutrons destiné à induire la fission, le faisceau de deutons du Tandem est utilisé à une énergie de 26 MeV, soit une tension de

13 MV au niveau du Tandem. Cette tension est privilégiée afin de bénéficier d'un faisceau de deutons stable et de grande intensité. Celui-ci est envoyé sur un convertisseur de graphite de 5 mm d'épaisseur placé à 110 mm du centre de la cible d'uranium. Les deutons ayant une énergie de liaison faible, une partie sont cassés par interaction dans le convertisseur. Par exemple, pour une énergie de faisceau de 40 MeV, 0.013 neutron par deuton sont produits [31]. Les protons issus du break up sont absorbés par la cible, seuls les neutrons peuvent s'échapper, essentiellement vers l'avant, avec une énergie de l'ordre de 0.4 fois l'énergie incidente [32], soit 10.4 MeV pour le programme PARRNe.

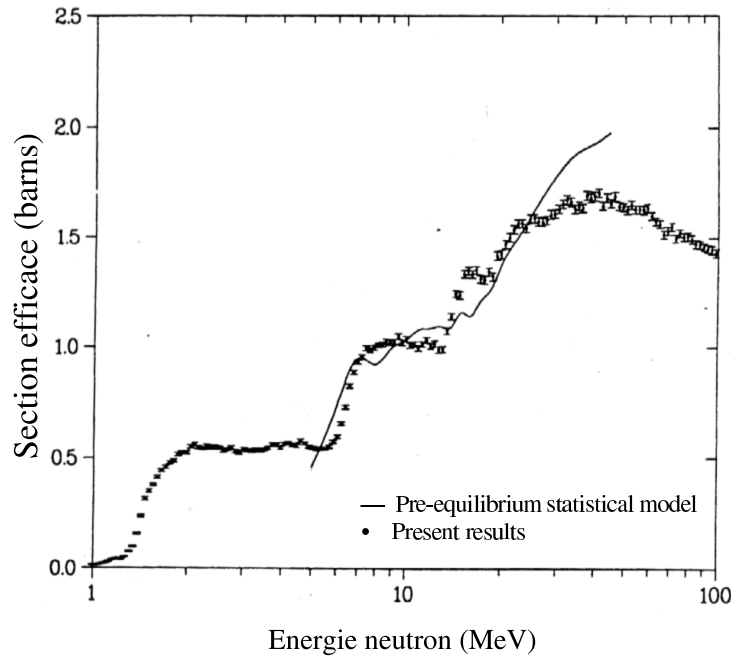


FIG. 3.3 – Section efficace de fission de  $^{238}\text{U}$  en fonction de l'énergie des neutrons incidents (source [33]).

Des mesures de section efficace de fission de  $^{238}\text{U}$  induite par des neutrons, réalisées par J. P. Lestone et A. Gavron [33] montrent que celle-ci augmente jusqu'à environ 40 MeV d'énergie neutron, puis diminue lentement pour des énergies supérieures (voir figure 3.3). Ceci pourrait laisser penser que l'énergie optimum pour les neutrons est autour de 40 MeV. Et ce, d'autant plus que le taux de break up augmente avec l'énergie, et donc pour des énergies inférieures à 40 MeV pour une même intensité de deutons, le flux de neutrons est plus faible. Il faut cependant également tenir compte du type de noyaux que l'on souhaite produire. En effet, la fission de  $^{238}\text{U}$  à basse énergie d'excitation est très asymétrique, et plus on augmente l'énergie d'excitation,

plus cette asymétrie diminue. Des simulations réalisées par M. Mirea [34] montrent que pour produire les fragments les plus excédentaires en neutrons, l'énergie du faisceau primaire de neutrons ne doit pas être supérieure à une vingtaine de MeV. Avec un flux de neutrons de 10 MeV on est donc dans de bonnes conditions pour produire des noyaux riches en neutron par fission de  $^{238}\text{U}$ , bien que, comme indiqué plus haut, le taux de break up soit plus faible que pour une énergie plus élevée.

### L'ensemble cible

Le flux de neutrons rapides frappe la cible épaisse de carbure d'uranium (UCx). Cette cible est aujourd'hui fabriquée à l'IPN à partir des développements réalisés à ISOLDE. Elle est composée de 150 pastilles de UCx de 14 mm de diamètre (voir figure 3.4), et contient en tout entre 60 g et 90 g d'uranium, avec une densité de  $2.3 \text{ g/cm}^3$ .

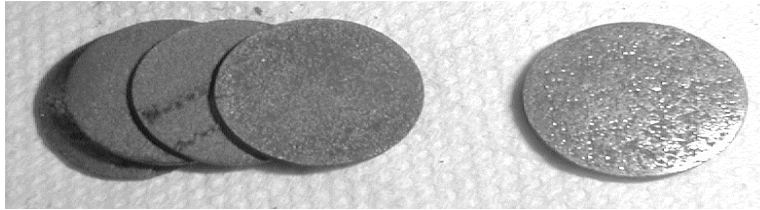


FIG. 3.4 – Pastilles de carbure d'uranium, (le diamètre des pastilles est de 14 mm).

L'ensemble cible se compose de la cible, logée dans un conteneur, d'un four, et d'une enceinte à vide munie d'un circuit de refroidissement. Les pastilles sont disposées dans un conteneur cylindrique en graphite, lui même installé dans un four cylindrique en Tantale de 20 cm de long, et de quelques mm d'épaisseur. La cible est portée à plus de  $2000^\circ$  par un chauffage ohmique, nécessitant une puissance de l'ordre du kilowatt ; les courants mis en jeu ont des intensités de l'ordre de 700 A.

L'évolution de la température en fonction de l'intensité du courant a été déterminée par des mesures de calibrations et est bien connue. Cependant, une fenêtre en silice est aménagée dans l'enceinte en face de laquelle est installé un pyromètre optique afin de contrôler plus précisément la température.

Les neutrons vont induire la fission des noyaux d'uranium ; les fragments de fissions s'échappent de la cible, par des processus de diffusion et effusion. Une ouverture de 8 mm de diamètre est ménagée au milieu du four, sur laquelle est soudé un tube de transfert afin de permettre le passage des fragments jusqu'à la source d'ions.

### La source d'ions

Le tube de transfert achemine les atomes jusqu'à une source d'ions à plasma chaud de type MK5-ISOLDE [35]. Cette source d'ions fonctionne sur le principe FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge [36]) et peut être portée jusqu'à  $1900^\circ$  (voir figure 3.5). L'ensemble est chauffé au moyen d'un courant qui passe par le tube de transfert, puis la cathode, par l'anode, puis retourne vers le support de la cible. La particularité de cette source est qu'il n'est besoin que d'une seule haute tension pour chauffer à la fois l'anode, la cathode et le tube de transfert.

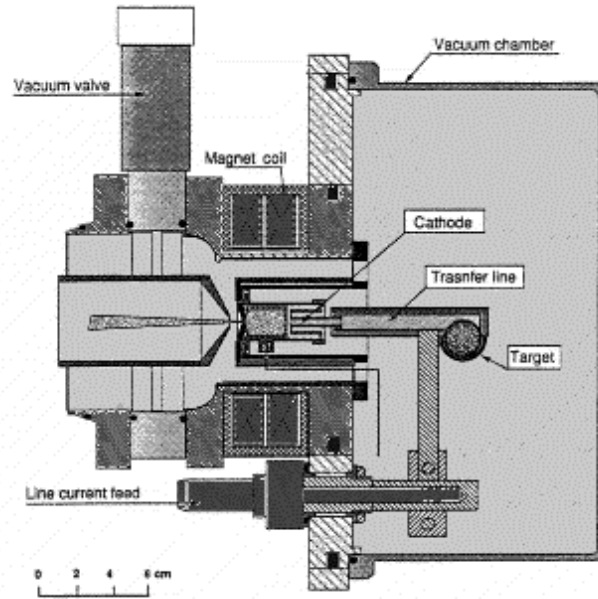


FIG. 3.5 – Schéma de la source d'ions MK5 (source [35]).

L'anode est un cylindre de Molybdène électriquement isolé du reste de la source et portée à une tension de 100 à 200 V, dans laquelle on maintient un vide de l'ordre de  $10^{-4}$  bar. L'extrémité qui se trouve face à la cathode est composée d'une grille de graphite, les trous de la grille permettent aux électrons de passer dans l'anode afin de former l'arc de décharge.

La cathode est un cylindre de Tantale par lequel passent les atomes pour arriver dans la chambre à décharge. Elle est soudée au tube de transfert et reliée à la masse. la distance entre la cathode et la grille de l'anode est de quelques mm. La différence de potentiel entre l'anode et la cathode va arracher des électrons de la cathode qui vont être accélérés dans la chambre à décharge. Afin d'augmenter le parcours des électrons, l'ensemble est situé dans un champ magnétique.

Les atomes sont ionisés par ce courant d'électrons, et ressortent de l'anode par l'extrémité opposée à la cathode dans laquelle est ménagée une ouverture circulaire de quelques mm de diamètre.

En sortie de la source d'ions, les atomes sont essentiellement chargés  $1^+$  (il y a un facteur 10 entre chaque charge : pour 100 noyaux chargés  $1^+$ , on en a 10 chargés  $2^+$ , 1 chargé  $3^+$ , etc...). Ils sont soumis à une différence de potentiel de 30 kV afin d'être transportés jusqu'au séparateur en masse puis au point de détection.

### Dépendance chimique de la production des éléments

Tous les éléments ne sortent pas de la même façon de la cible. Pour qu'un élément puisse effuser jusqu'à la source d'ion, il faut que la température du milieu soit supérieure à sa température d'ébullition (c'est à dire qu'il soit sous forme gazeuse). Des éléments tels que les gaz rares par exemple (He, Ar, Kr, Xe ...) ou encore les alcalins (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) sortent très facilement de la cible puisque leur température d'ébullition est très basse. D'autres éléments comme les métaux (Al, Ga, In, Sn, Tl, Pb, Bi) ou les alcalino-terreux (Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra), bien qu'ayant une température d'ébullition assez élevée, sortent tout de même de la cible. Ceci est dû au fait qu'ils sont à une température supérieure à leur température de fusion, et ainsi, la pression de vapeur saturante permet à une partie plus ou moins importante de ces éléments de diffuser et d'effuser vers la source d'ions.

Il existe en revanche des éléments dont les températures de fusion et d'ébullition ne peuvent pas être atteintes car trop élevées. Ces éléments restent à l'état solide, et sortent très peu de la cible, on qualifie ces éléments de réfractaires. Sur la figure 3.6 on a reporté les températures de fusion et d'ébullition pour différents éléments chimiques. Cette dépendance chimique peut donc limiter le nombre d'éléments étudiés : les noyaux ayant une durée de vie très courte par rapport aux temps de sortie seront difficilement observables. Les noyaux réfractaires sont ainsi très difficiles à étudier.

### Mesures de temps de sortie

Le temps de relachement des éléments est un des points qu'il est important d'optimiser pour la production de faisceau radioactifs de haute intensité. Dans le cadre du programme de R&D de PARRNe des mesures des temps de sortie de nombreux éléments ont été réalisées parallèlement aux mesures de productions. Une série de mesures en particulier a été réalisée avec deux types de cible (une cible à uranium liquide et une cible de carbure d'uranium) et une source d'ions de type Nier-Bernas dont l'analyse, réalisée par B. Roussière, a



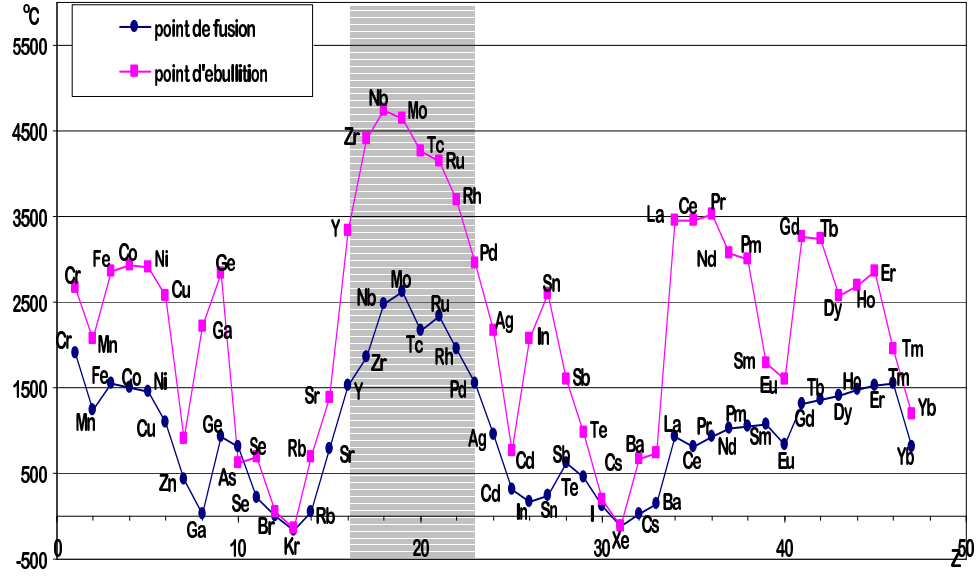


FIG. 3.6 – Températures de fusion et d'ébullition en fonction des éléments. La partie grisée représente les éléments dits “réfractaires”.

permis de déterminer la nature du processus dominant (effusion ou diffusion) dans le relachement de plusieurs éléments tels que Kr, Cd, I et Xe [37].

### Le séparateur

Les noyaux qui sont parvenus jusqu'à la source d'ions sont ensuite ionisés, extraits avec quelques keV puis séparés en masse. Le séparateur et l'ensemble cible-source sont installés dans deux salles séparées par un mur de béton de 1.5 m d'épaisseur. Ceci permet de s'affranchir du bruit de fond du à l'activité de la cible lors des expériences (figure 3.7).

Quatre quadrupoles électrostatiques situés entre la source d'ion et le séparateur permettent d'ajuster la forme du faisceau d'ions afin d'optimiser la transmission et la résolution en masse du séparateur. Les ions sont séparés en masse par un électroaimant dipolaire en forme de H provenant du séparateur Isocèle 2 [38, 39], d'indice nul (champ homogène), d'angle de déviation de  $65^\circ$  et de rayon 60 cm.

L'aimant permet de faire une sélection en  $A/q$  (où  $A$  est la masse et  $q$  est la charge), or ici comme la charge est majoritairement  $q = +1$ , on a donc une sélection en  $A$ . La dispersion au plan focal se traduit par une distance de 13.7 mm entre les masses 100 et 101 [40]. Le faisceau d'intérêt

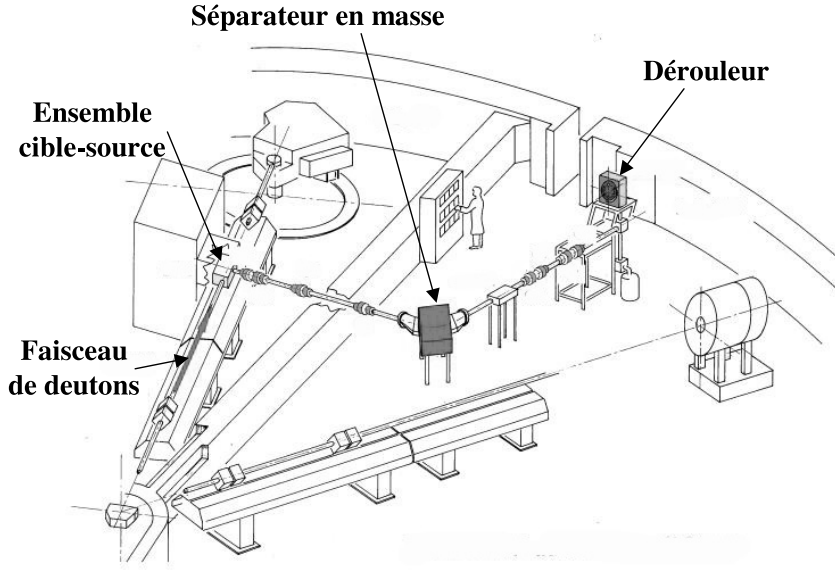


FIG. 3.7 – Schéma de PARRNe au Tandem d'Orsay.

est sélectionné grâce à une fente située au plan focal, puis refocalisé par deux doublets quadripolaires électrostatiques.

Les noyaux sont finalement collectés sur une bande amovible de mylar/aluminium. La bande est montée sur un dérouleur ce qui permet d'évacuer régulièrement les noyaux accumulés.

### 3.1.2 Productions à PARRNe

Dans le cadre du programme de recherche et développement de l'ensemble cible-source sur PARRNe, de nombreuses mesures de productions ont été effectuées.

#### La R&D sur l'ensemble cible-source

L'objectif du programme PARRNe est d'optimiser l'ensemble cible-source afin d'obtenir la meilleure production des fragments de fission. L'intensité du faisceau, c'est à dire le nombre d'ions d'un élément donné produits en sortie du séparateur par unité de temps, s'écrit :

$$I = N_c \Phi \sigma \varepsilon_{cib} \varepsilon_{ion} \varepsilon_{sep}$$

où  $N_c$  est le nombre de noyaux cible par unité de surface,  $\Phi$  est l'intensité du flux de neutrons incident,  $\sigma$  la section efficace de production,  $\varepsilon_{cib}$  est

l'efficacité de relâchement de la cible à la source d'ions pour l'élément étudié,  $\varepsilon_{ion}$  est l'efficacité d'ionisation de la source pour cet élément, et  $\varepsilon_{sép}$  est l'efficacité de transmission du séparateur.

Le nombre de noyaux produits dans la cible est donné par le produit  $N_c \Phi \sigma$ , et le produit  $\varepsilon_{cib} \varepsilon_{ion} \varepsilon_{sép}$  traduit les pertes occasionnées par les différents processus mis en jeu pour extraire les noyaux de la cible.

La section efficace  $\sigma$  est entièrement déterminée par la nature et l'énergie du faisceau incident ; dans notre cas des neutrons de 10 MeV. Pour obtenir un nombre de fissions suffisamment élevé, les seuls paramètres que l'on peut optimiser sont le nombre de noyaux cible par unité de surface, et l'intensité du faisceau incident. Ce dernier paramètre est limité actuellement à 1  $\mu\text{A}$  pour le tandem d'Orsay. D'autre part, des tests ont été réalisés avec une cible d'uranium pur à l'état liquide qui présente l'avantage d'être plus concentrée en uranium mais au détriment des temps de relâchement. Cependant des tests sont encore nécessaires afin de déterminer ses conditions optimales de fonctionnement.

Les efforts du programme de R&D de PARRNe sont essentiellement consacrés à améliorer les efficacités de relâchement de la cible  $\varepsilon_{cib}$  et d'ionisation de la source  $\varepsilon_{ion}$ .

Pour optimiser  $\varepsilon_{cib}$ , afin de favoriser la sortie des éléments, on peut envisager de conditionner la cible sous différentes formes. En particulier pour SPIRAL2, on envisage d'utiliser des cibles à haute densité de  $^{238}\text{U}$ , ce qui permet d'augmenter  $N_c$ , l'enjeu étant de faire en sorte que  $\varepsilon_{cib}$  n'en pâtisse pas. Un autre axe de recherche, est d'introduire du gaz dans la cible afin de permettre la formation de molécules avec les fragments de fission. Ces molécules, qui peuvent avoir un point d'ébullition inférieur à celui de l'élément seul, sortiraient plus facilement que l'élément lui même.

En ce qui concerne  $\varepsilon_{ion}$ , différents types de source ont été testés avant de fixer le choix sur la source de type MK5 qui permet d'atteindre des températures de 1900° et permet ainsi la sortie de nombreux éléments, ce qui en fait une source assez universelle. Cependant, dans certains cas, on pourra préférer favoriser la sélectivité du faisceau tout en gardant une efficacité comparable, c'est pourquoi une source laser est actuellement en développement sur un séparateur hors ligne [41]. Enfin, nous avons réalisé une expérience avec une source à ionisation de surface afin de mesurer les productions sur PARRNe avec ce type de source. Certains éléments comme les alcalins sont très facilement ionisés par une source à ionisation de surface.

## Mesures de productions

### Méthode utilisée

La seule véritable méthode est de mesurer la production et le temps de sortie des noyaux pour différentes configurations d'ensemble cible-source.

On dispose pour cela d'un ou deux détecteurs germanium en géométrie rapprochée autour du point de collection. Pour mesurer les taux de production des noyaux produits, la méthode est la suivante : on collecte le faisceau sur la bande de mylar pendant un temps  $T_{coll}$ , puis on coupe le faisceau pendant un temps  $T_{dec}$ , on n'arrête l'acquisition qu'au bout du temps  $T_{fin} = T_{coll} + T_{dec}$ . Pour un noyau alimenté uniquement par le faisceau avec un flux  $\Phi$ , le nombre de désintégration totales  $N_{des}$  s'exprime :

$$N_{des} = \Phi T_{coll} - \frac{\Phi}{\lambda} (1 - \exp^{-\lambda T_{coll}}) \exp^{-\lambda(T_{fin} - T_{coll})}$$

avec  $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$  où  $T_{1/2}$  est la période du noyau.

Ceci n'est valable que pour le cas d'un noyau alimenté uniquement par le faisceau, c'est à dire pour les noyaux dont le père n'arrive pas jusqu'à la bande (soit parce que son temps de vie est trop court, soit parce que c'est un noyau réfractaire, soit encore parce qu'il n'est pas produit dans la cible). Les équations deviennent plus complexes dès lors que le noyau est lui même issu de la décroissance d'un autre noyau présent dans le faisceau (voir annexe C).

On construit le spectre en énergie  $\gamma$  au point de détection. Sur ce spectre, on mesure le nombre de coups dans une raie  $\gamma$  issue de la décroissance du noyau dont on veut mesurer la production. Le nombre de coups  $S$  dans cette raie est directement proportionnel au nombre de désintégrations  $N_{des}$  à travers :

$$N_{des} = \frac{S}{I_\gamma \varepsilon_\gamma T}$$

où  $I_\gamma$  est le rapport d'embranchement de la transition dont on se sert,  $\varepsilon_\gamma$  est l'efficacité du détecteur germanium à cette énergie, et  $T$  est le temps mort.

A partir de ces deux égalités, on peut retrouver la valeur du flux  $\Phi$ , qu'on appelle aussi production.

Il est bien évident d'après ce qui a été dit plus haut que pour mesurer ainsi la production d'un noyau, il faut connaître au moins une transition  $\gamma$  issue de sa décroissance et son rapport d'embranchement. C'est ainsi que dans les mesures, les productions de certains noyaux n'ont pas pu être mesurées car les transitions n'étaient pas connues.

### Résultats des mesures de production

Une première série de mesures a été réalisée en décembre 2000 avec une

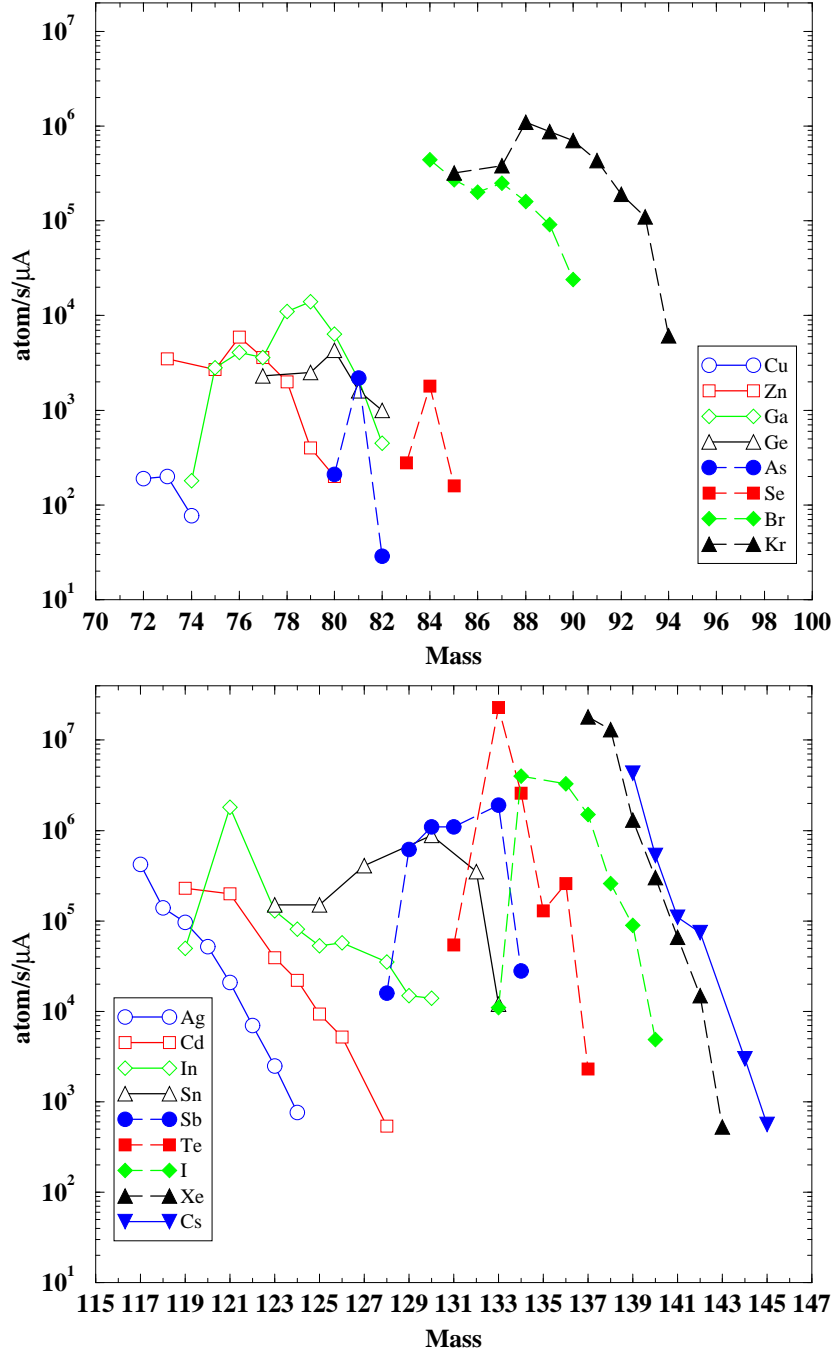


FIG. 3.8 – Productions mesurées sur PARRNe au point de détection.

source d'ions à plasma chaud de type MK5. Une vingtaine d'éléments allant du cuivre au strontium et de l'argent au barium, couvrant une centaine

d'isotopes en tout, ont été extraits, ionisés et séparés en masse. Cette expérience a révélé que l'on pouvait atteindre des faisceaux d'intensité de  $10^7$  noyaux par seconde et par  $\mu\text{A}$  de faisceau de deuton. A titre d'exemple, le noyau  $^{132}\text{Sn}$  doublement magique a été produit à  $3.5 \times 10^5$  noyaux/s/ $\mu\text{A}$ ; et le noyau de  $^{78}\text{Zn}$  a lui été observé avec un taux de production de  $2 \times 10^3$  noyaux/s/ $\mu\text{A}$  (travail effectué par D. Verney) [42]. Les résultats des différentes productions mesurées sont compilés sur la figure 3.8. Les productions sont mesurées au point de détection, les chiffres donnés sur cette figure sont donc les productions directement accessibles à l'expérimentateur.

En mars 2002, une nouvelle série de mesures a eu lieu avec cette fois ci une source à ionisation de surface. Dans ce type de source, les atomes sont ionisés au contact d'une surface métallique chaude. Ce type de source favorise la sortie des alcalins qui ont une énergie d'ionisation assez faible.

Ce type de source d'ions est intéressant lorsqu'on veut s'affranchir de la contamination isobarique. L'autre originalité de cette expérience a été l'utilisation pour la première fois sur PARRNe d'un détecteur de neutrons à  $^3\text{He}$  de haute efficacité (environ 20%) dont on voit la photo sur la figure 3.9.

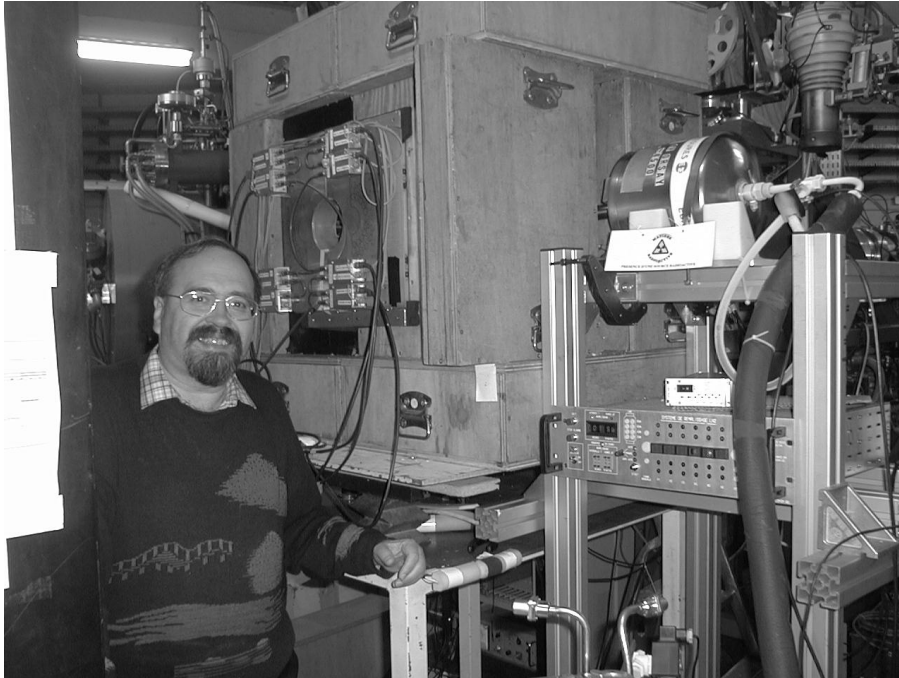


FIG. 3.9 – Le détecteur neutron.

Ce détecteur, associé au système de détection habituel, nous a permis de mesurer des productions pour des noyaux qui décroissent par émission de neutrons retardés et qui nous étaient alors inaccessibles avec le système

de détection classique. L'analyse des mesures de production a été effectuée par F. Hosni pour son travail de thèse [41]. J'ai moi même travaillé sur le cas particulier du noyau très exotique de  $^{99}\text{Rb}$  dont j'ai pu mesurer la production grâce à la détection des neutrons retardés. Pour ce noyau j'ai trouvé une intensité de  $22(13)$  noyaux/s/ $\mu\text{A}$ .

Un tournant décisif dans l'évolution du programme PARRNe a eu lieu en avril 2001. Le système expérimental PARRNe1 [40] a été installé auprès du LIL, l'injecteur du LEP au CERN. Ce système, représenté sur la figure 3.10, est beaucoup plus simple que celui installé au Tandem d'Orsay, mais aussi beaucoup plus léger, ce qui permet de le déplacer auprès de différents accélérateurs. Il est constitué de la cible de UCx chauffée que l'on place dans la ligne de faisceau. Le conteneur de la cible possède une ouverture de 10 mm en son milieu à laquelle est relié un tube de transfert de 7.2 m de long au bout duquel est installé un doigt de Cu refroidi à moins de 20 K par cryogénie. Avec ce système, on n'utilise pas de source d'ions ni de séparateur, seuls les gaz rares sortent de la cible et effusent jusqu'au doigt froid, où ils sont collectés. En face de la source ainsi formée, on place un détecteur Germanium afin de réaliser les mesures de production. Le faisceau d'électrons de 50 MeV fourni par cet injecteur a permis de tester la production des gaz rares de krypton et de xenon [43].

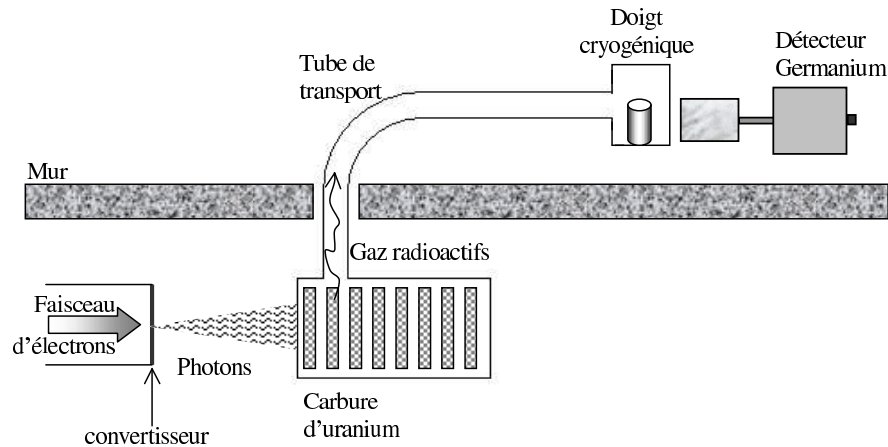


FIG. 3.10 – Montage expérimental utilisé lors de l'expérience de photofission au CERN.

Le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) des électrons dans le convertisseur produit des photons qui induisent la fission de l'uranium, on parle alors de photofission. Sur la figure 3.11 sont représentés d'une part le nombre de  $\gamma$  produits par électron par MeV et par stéradian pour des électrons de 10,

25 et 45 MeV, et d'autre part, la section efficace de photofission en fonction de l'énergie des photons. Cette dernière correspond à la résonance dipolaire géante pour des photons de 15 MeV. La convolution de ces deux effets (figure 3.12) montre que pour des électrons de 50 MeV on est dans les conditions optimales pour la photofission.

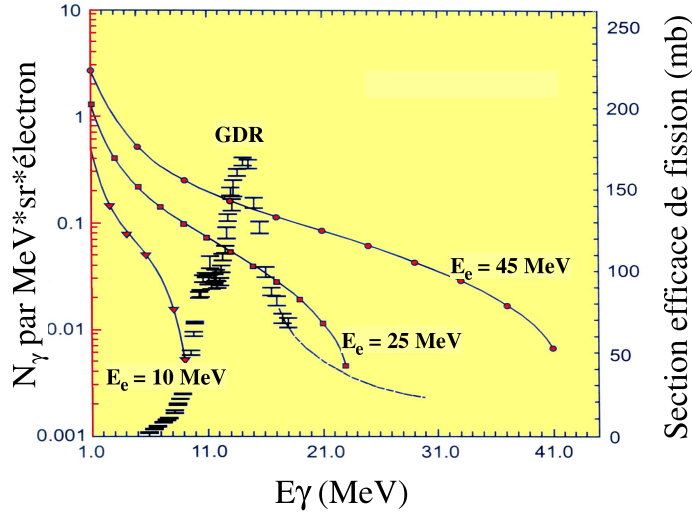


FIG. 3.11 – Nombre de photons produits par électron pour différentes énergie et section efficace de photofission de  $^{238}\text{U}$  en fonction de l'énergie photon.

Lors de cette expérience, le convertisseur de Tungstène a été placé successivement à 8 puis 4 cm de la cible. Une mesure a également été effectuée sans convertisseur, en envoyant directement le faisceau d'électrons sur la cible d'uranium. L'idée était d'obtenir des informations sur l'angle d'ouverture des  $\gamma$  d'intérêt et sur le possible gain dans la production des fragments de fission avec la géométrie de l'irradiation.

Les mesures ont été effectuées en irradiant la cible pendant 1 minute, puis on continuait d'acquérir les données pendant 9 minutes pour observer la décroissance des éléments de courte durée de vie sur le doigt cryogénique. Les mesures de production ont été effectuées comme indiqué en annexe C. Les différentes productions que j'ai extraites de ces mesures sont représentées sur la figure 3.13. Ici, on compare les mesures de photofission à des mesures de fissions par des neutrons réalisées à KVI avec le système PARRNe1 et un faisceau de deutons de 80 MeV (produisant des neutrons autour de 40 MeV). Comme on a vu sur la figure 3.3, la fission de  $^{238}\text{U}$  est optimum pour des neutrons de 40 MeV, on compare ainsi deux mesures réalisées dans des conditions optimum. On constate qu'avec la photofission, on peut atteindre



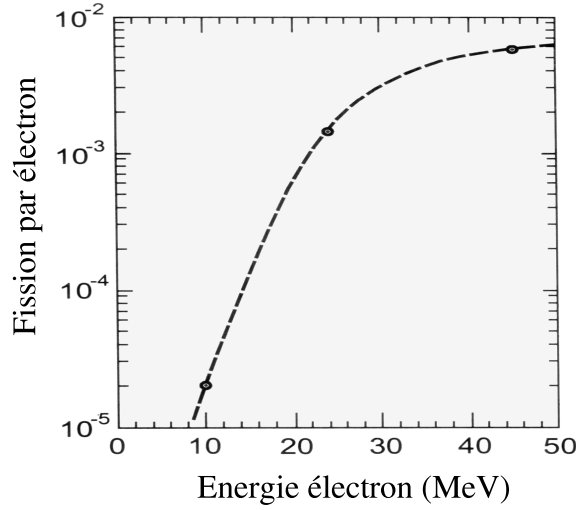


FIG. 3.12 – Convolution du nombre de photon par électron et de la section efficace de photofission.

des productions (par  $\mu\text{A}$  de faisceau) deux fois supérieures à celles accessibles avec la fission par neutrons rapides.

Ces résultats encourageants ont convaincu le CERN de céder l'injecteur d'électrons à l'IPN d'Orsay, lors du démantèlement du LEP. Cette section sera très prochainement installée au Tandem d'Orsay, à proximité de l'ensemble PARRNe afin de produire les fragments riches en neutrons par photofission, en utilisant les installations déjà existantes, qui servent actuellement pour PARRNe (l'ensemble cible-source, le séparateur ...). Sachant que les taux de production par  $\mu\text{A}$  de faisceau peuvent être jusqu'à deux fois supérieures en photofission par rapport à la fission par neutrons rapides, et compte tenu des intensités de faisceau d'électron (jusqu'à  $10 \mu\text{A}$ ) qu'il sera possible de fournir, ce nouvel instrument permettra d'obtenir des productions environ 100 fois supérieures à celles de PARRNe avec l'option deutons (dont l'intensité de faisceau maximale est de  $1 \mu\text{A}$ ).

## 3.2 Les expériences de physique sur PARRNe

L'étude de la structure à basse énergie des noyaux situés le long et autour de  $Z=28$ ,  $N=50$  (voir figure 3.14) permet de tester la persistance de ces nombres magiques lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité, et en particulier de tester le caractère doublement magique du  $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$ . Un des objectifs étant de déterminer si des calculs de type modèle en couche, qui supposent un coeur

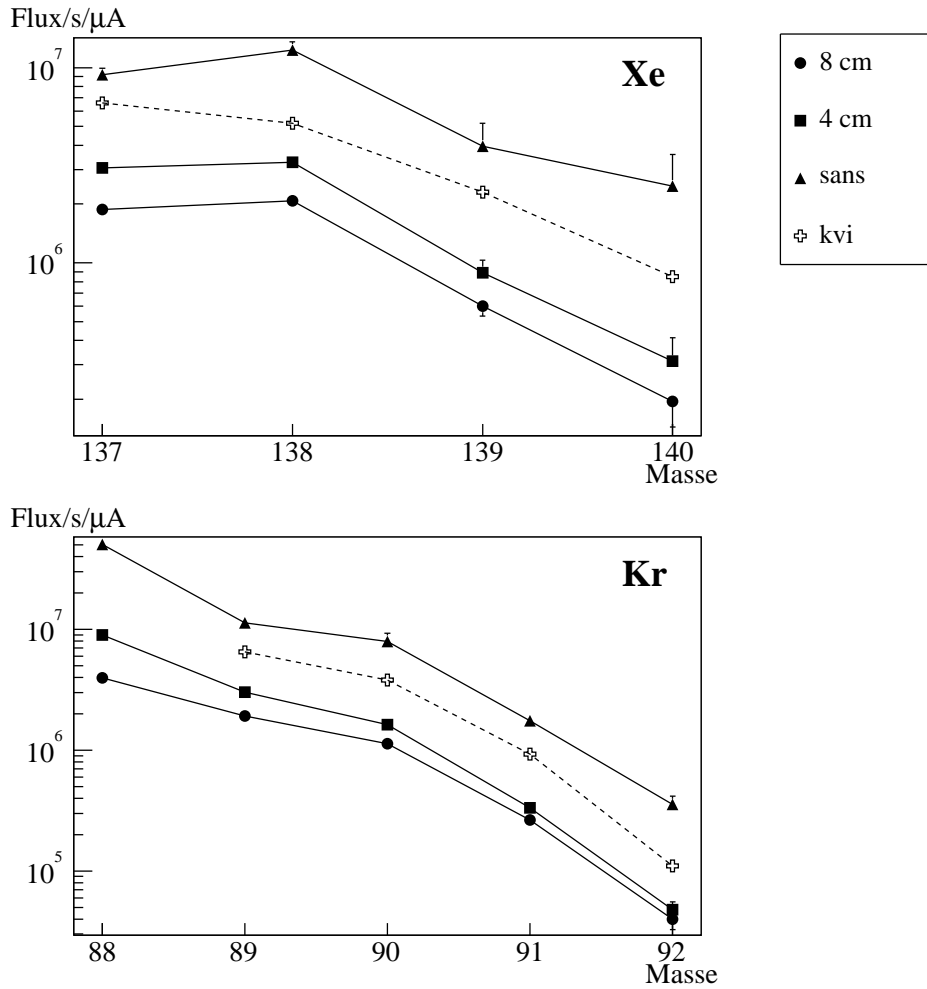


FIG. 3.13 – Productions des gaz rares de Krypton et de Xenon par la photofission pour un convertisseur placé à 8 et 4 cm, et sans convertisseur. Les mesures de production en photofission sont comparées à des mesures de production en fission induite par des neutrons rapides de 40 MeV.

inerte de  $^{78}\text{Ni}$ , permettent de prédire ou de reproduire les premiers niveaux excités dans ces noyaux.

Les deux expériences analysées ici ont porté sur l'étude des décroissances  $\beta$   $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}_{51}$  et  $^{84}\text{Ga} \rightarrow ^{84}\text{Ge}_{52}$  ( $T_{1/2}(^{83}\text{Ga}) = 310 \pm 10\text{ms}$ ,  $T_{1/2}(^{84}\text{Ga}) = 85 \pm 10\text{ms}$ ) dans la première expérience de  $^{81}\text{Zn} \rightarrow ^{81}\text{Ga}_{50}$  ( $T_{1/2}(^{81}\text{Zn}) = 290 \pm 50\text{ms}$ ) dans la deuxième. A partir de mesures de coïncidences  $\beta - \gamma$ , et  $\beta - \gamma - \gamma$ , on cherche à déterminer un schéma de niveau des premiers états excités de bas spin des noyaux fils.

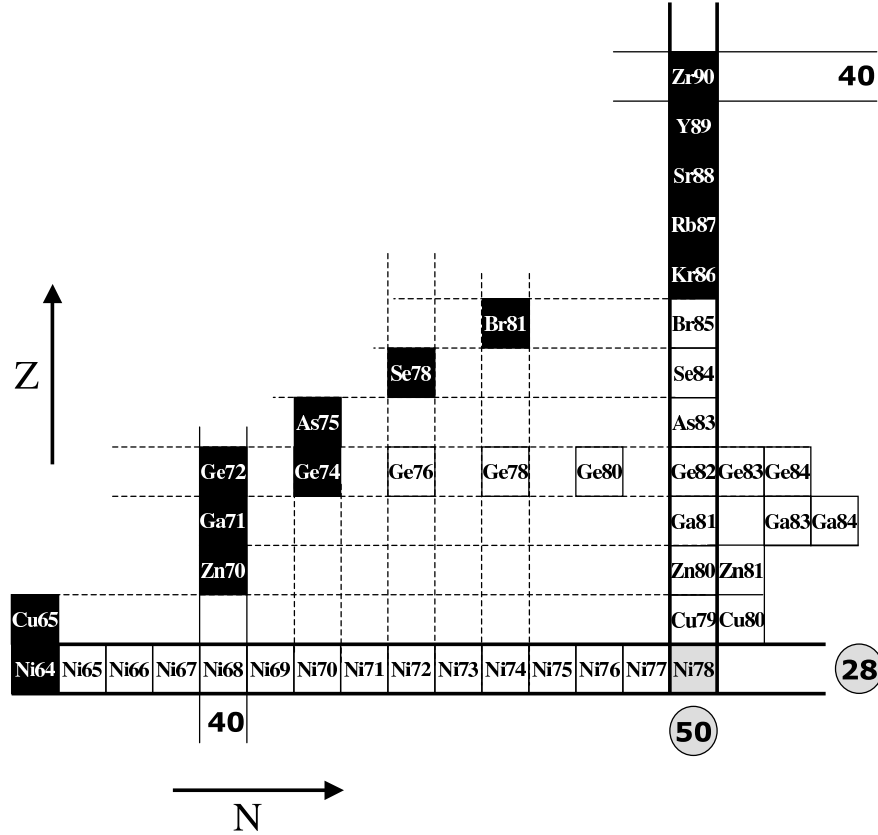


FIG. 3.14 – Extrait de la charte des nuclides dans la région proche de  $N=50$ . Sur chaque chaîne isotopique, le dernier isotope stable est représenté en noir, les isotopes radioactifs sont en blancs.

### 3.2.1 Montage expérimental

Pour les deux expériences, les noyaux de Ga et de Zn étudiés ont été produits par fission d'uranium induite par des neutrons rapides, et ionisés par une source d'ions à plasma chaud de type MK5 ISOLDE chauffée à  $1800^\circ$ . Lors de l'expérience sur le Zn, l'ensemble cible-source d'ions utilisé, avec succès, avait été entièrement réalisé à Orsay. Les ions sont extraits à 30 kV, séparés en masse et collectés sur la bande de mylar amovible.

La bande de mylar est entourée d'un scintillateur plastique  $4\pi$  cylindrique relié à un photomultiplicateur afin de détecter les électrons issus des décroissances  $\beta$ . De chaque côté de la bande sont disposés deux détecteurs germanium gros volume en géométrie très rapprochée (voir figure 3.15) ce qui a permis d'atteindre une efficacité  $\gamma$  absolue de  $3.6 \times 10^{-3}$  à 1408 keV en sommant les contributions des deux détecteurs.

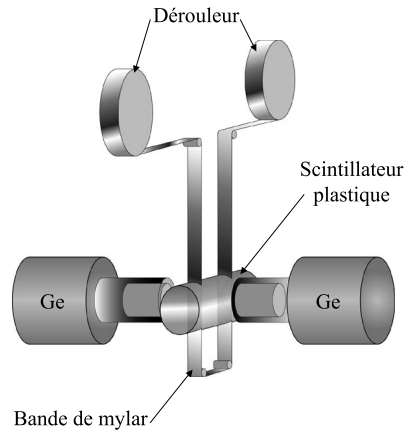


FIG. 3.15 – Schéma du dispositif de détection. Un trou dans la face avant du scintillateur plastique permet au faisceau d’atteindre la bande de mylar sur laquelle il est arrêté. La lumière émise par la détection d’un  $\beta$  dans le plastique est recueillie par un photomultiplicateur (non représenté ici) placé à l’arrière du plastique.

Les noyaux que l’on veut étudier ont des périodes très courtes :  $310 \pm 10$  ms pour le  $^{83}_{31}\text{Ga}$  [44],  $85 \pm 10$  ms pour le  $^{84}_{31}\text{Ga}$  [45] et  $290 \pm 50$  ms pour le  $^{81}_{30}\text{Zn}$  [46]. Afin de ne pas être noyé par les contributions des isobares, produits avec des intensités beaucoup plus grandes et ayant des périodes beaucoup plus longues, on effectue le cycle suivant : pendant 1 seconde, on collecte le faisceau sur la bande, puis pendant encore 1 seconde, on coupe le faisceau tout en continuant d’incrémenter les spectres. A la fin des 2 secondes, le dérouleur envoie un signal qui stoppe l’acquisition (coding enable) et déplace la bande afin d’évacuer la radioactivité. Une fois que la bande vierge est en place, le dérouleur envoie un nouveau signal qui permet à l’acquisition de redémarrer, et on reprend le cycle de collection/décroissance. Le contrôle des cycles, et la gestion du faisceau et du dérouleur d’une part, et de l’acquisition d’autre part, est assurée au moyen d’un PC qui permet de synchroniser toutes les étapes (voir figure 2.13).

L’acquisition des données se fait grâce à une carte électronique à 6 voies appelée COMET-6X (COdage Marqué En temps) développée par l’IPN [47]. Avec ce système, l’acquisition n’est pas conditionnée : chaque détecteur (scintillateur plastique et germaniums) est considéré comme une source indépendante pour laquelle on code le signal physique (amplitude, charge...), associé à un code de temps absolu avec une précision de 400 ps. Les données issues des différentes sources indépendantes sont traitées informatiquement, en temps

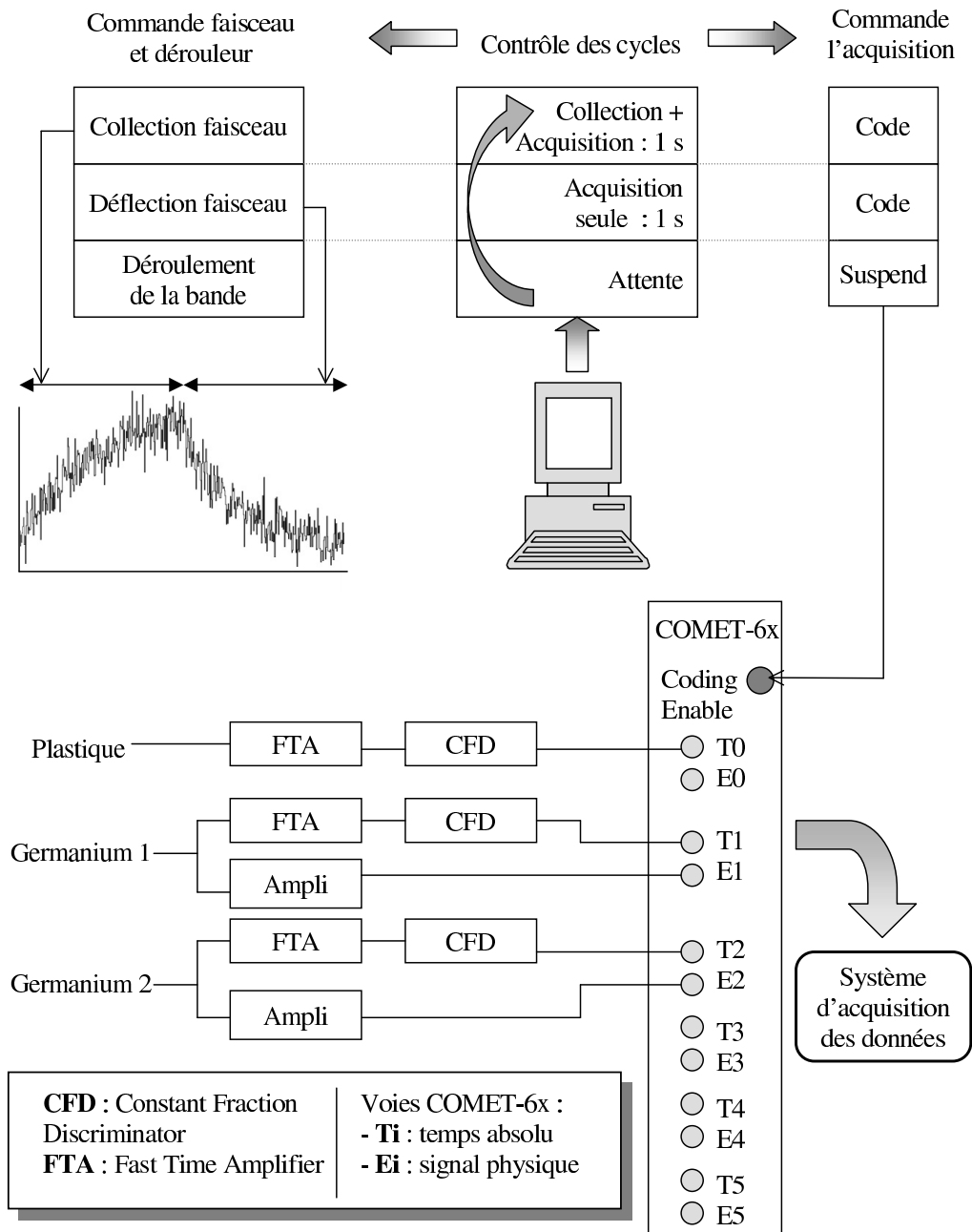


FIG. 3.16 – Synopsis d'une expérience de radioactivité à PARRNe. Les différentes étapes de l'expérience sont synchronisées par un pc qui commande le faisceau et l'acquisition.

réel pour le contrôle du bon déroulement de l'expérience, puis en temps différé lors de l'analyse. Ce module peut coder jusqu'à 20000 événements par seconde et par voie, ce qui est bien supérieur aux taux de comptage observé lors des expériences reportées ici.

Ce système d'acquisition permet de régler la taille des fenêtres de coïncidence lors de l'analyse. Au cours des expériences décrites ici, trois voies ont été utilisées : une voie pour le scintillateur plastique (voie  $\beta$ ) sur laquelle on ne code que le temps, et deux voies pour les germaniums (voies  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ ).

### 3.2.2 Traitement des données

#### Événements constitués en ligne

On recherche des transitions  $\gamma$  issues de décroissance  $\beta$ . C'est pourquoi lors du déroulement de l'expérience, il est essentiel d'avoir accès en ligne aux spectres d'énergie  $\gamma$  en coïncidence avec un  $\beta$  en plus des spectres  $\gamma$  directs (non conditionnés). Ceci permet de s'affranchir du bruit de fond ambiant et de s'assurer que les éléments d'intérêt sont bien produits. A titre d'exemple, sur la figure 3.17-a est représenté le spectre en énergie  $\gamma$  direct (sans conditionnement, ni coïncidences avec la détection  $\beta$ ), et sur la figure 3.17-b est représenté le même spectre constitué en coïncidence avec la détection d'un  $\beta$ . On constate sur ce second spectre que de nombreuses transitions peuvent être identifiées qui étaient noyées dans le bruit de fond sur le spectre précédent. On voit par exemple très nettement ressortir la raie à 1348 keV qui est à peine visible sur le spectre direct (figure 3.17-a).

La fenêtre de coïncidence est fixée au début de l'expérience ; elle est la même pour toutes les combinaisons possibles de coïncidences entre les différentes voies utilisées (c'est à dire dans notre cas pour des coïncidences  $\beta - \gamma_1$ ,  $\beta - \gamma_2$  et  $\gamma_1 - \gamma_2$ ). On constitue ainsi en ligne ce que l'on appelle des événements doubles, comprenant l'énergie des deux voies concernées et leur temps absolu, qui sont enregistrés sur bande en plus des événements simples.

Lors de l'expérience sur la décroissance des noyaux  $^{83,84}_{31}\text{Ga}$ , cette fenêtre a été fixée à 2  $\mu\text{s}$  dans le but de voir d'éventuels isomères. Pour l'expérience sur la décroissance de  $^{81}_{30}\text{Zn}$ , elle a été fixée à 400 ns.

#### Définition du temps des événements

Comme on a vu plus haut, les événements sont codés sur une échelle de temps absolu avec une résolution de 400 ps. D'autre part, les signaux de "coding enable" envoyés par le dérouleur sont également enregistrés sur bande. Ils permettent de connaître le temps de début et de fin d'un cycle de

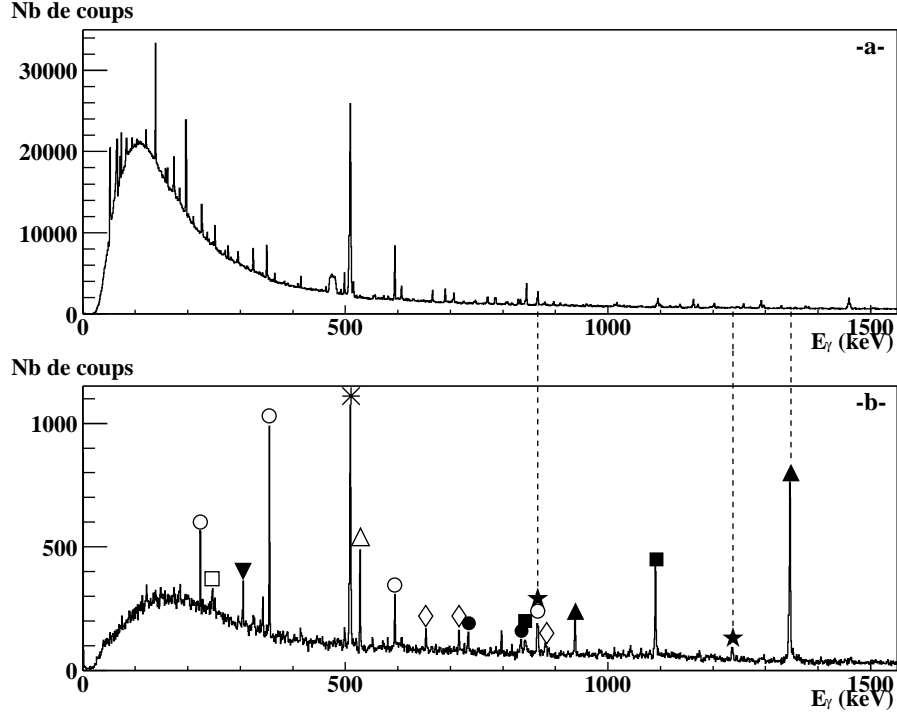


FIG. 3.17 – Spectres en énergie obtenu sur la masse 83. En a) : on voit le spectre direct. En b) : on voit le spectre obtenu lorsqu'on impose une coïncidence avec un  $\beta$ . Les principales transitions dues à la décroissance des isobares, ont été repérées ici par différents symboles ( $\circ$   $^{83}_{34}\text{Se}$ ,  $\square$   $^{83}_{39}\text{Y}$ ,  $\blacktriangledown$   $^{83}_{40}\text{Zr}$ ,  $\triangle$   $^{83}_{37}\text{Rb}$ ,  $\bullet$   $^{83}_{33}\text{As}$ ,  $\diamond$   $^{83}_{38}\text{Sr}$ ). La raie à 511 keV (\*) est due à l'annihilation de positrons. On voit les transitions issues de la décroissance  $\beta_n$  du  $^{83}_{31}\text{Ga}$  vers le  $^{82}_{32}\text{Ge}$  ( $\blacktriangle$ ), et des transitions issues de la décroissance du  $^{82}_{32}\text{Ge}$  ( $\blacksquare$ ). Deux nouvelles transitions ont été mises en évidence ( $\star$ ) à 867 keV et 1238 keV.

codage en temps absolu. Tous les événements codés au cours d'un cycle sont donc séparés de ceux du cycle suivant par un signal identifiable.

Ceci permet de définir un temps relatif au début du codage  $t_{rel}$  qui s'exprime très simplement :  $t_{rel} = t_{abs} - t_{cod}$ , où  $t_{abs}$  est le temps absolu de l'événement et  $t_{cod}$  est le temps absolu du début du cycle de codage dont fait partie cet événement.

Par la suite, lorsque je parle du temps d'un événement, je fais référence à son temps relatif.

### Définition des matrices

Pour l'analyse des données, on ne s'intéresse qu'aux événements  $\gamma$  en coïncidence avec un  $\beta$  (c'est-à-dire les coïncidences  $\beta - \gamma_1$  et  $\beta - \gamma_2$  qui sont équivalentes et que l'on notera par la suite coïncidences  $\beta - \gamma$ ), que l'on classe dans deux spectres bidimensionnels appelés matrices : une matrice "énergie-temps" et une "énergie-énergie".

#### La matrice "énergie-temps"

Pour constituer cette matrice, on porte sur un axe l'énergie  $\gamma$  et sur l'autre le temps de l'événement. Les contributions des deux détecteurs germaniums sont sommées dans une seule matrice. Celle-ci permet de suivre l'évolution en temps des transitions présentes sur le spectre en énergie  $\gamma$ .

#### La matrice "énergie-énergie"

Cette matrice est constituée à partir de coïncidences triples  $\beta - \gamma_1 - \gamma_2$ . Pour ces événements, on porte sur chaque axe de la matrice les énergies  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  simultanément, afin de la "symétriser". Cette matrice permet de déterminer si une transition présente sur le spectre en énergie  $\gamma$  est en coïncidence avec une autre.

### Coïncidences hors ligne

Lors de l'analyse, il est d'une part parfois nécessaire de modifier la taille de la fenêtre de coïncidence  $\beta - \gamma$ , et d'autre part il faut construire les coïncidences triples  $\beta - \gamma_1 - \gamma_2$ .

Pour modifier la taille de la fenêtre des coïncidences  $\beta - \gamma$ , on peut relire les données et constituer de nouveaux événements doubles après avoir modifié le paramètre définissant la taille de cette fenêtre dans l'interface du système d'acquisition (qui sert également pour la relecture des données).

Cependant, comme il faut également construire des événements triples  $\beta - \gamma_1 - \gamma_2$ , il est plus simple de constituer les coïncidences doubles et triples directement à partir des événements simples. J'ai donc réécrit la partie du programme de relecture des données relative à la constitution de ces événements (voir annexe D).



### 3.3 Analyse des données

#### 3.3.1 Décroissance des noyaux $^{83,84}_{31}\text{Ga}$

##### Constitution des matrices

Le séparateur PARRNe a été réglé successivement sur la masse 83, puis sur la masse 84. La fenêtre de coincidence des événements doubles constitués en ligne était de  $2\ \mu\text{s}$ , afin de pouvoir observer d'éventuels isomères. Sur les spectres de la figure 3.18 sont représentées les différences de temps entre les deux événements des différents événements doubles constitués en ligne pour la masse 83. Chacun des spectres est centré autour de 0, afin de visualiser entièrement la fenêtre de coincidence on leur applique donc un décalage arbitraire.

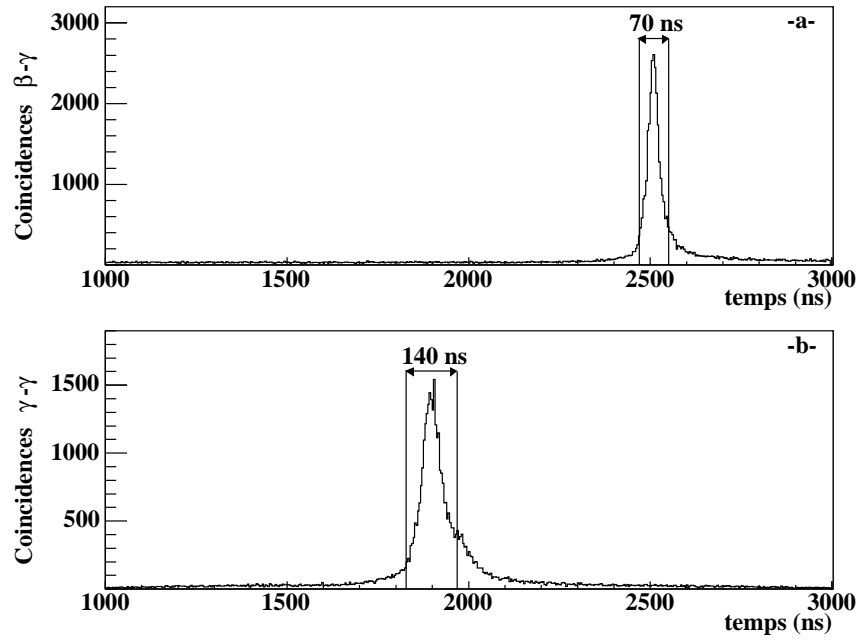


FIG. 3.18 – Spectres de la différence de temps entre deux événements d'un événement double. Pour une coincidence  $\beta - \gamma$  a), et pour une coincidence  $\gamma - \gamma$  b).

La résolution en temps pour les événements doubles  $\beta - \gamma$  (figure 3.18-a) est de 25 ns, elle est essentiellement dominée par la résolution intrinsèque des cristaux de germanium. Les événements doubles  $\gamma - \gamma$  ont une résolution de 40 ns (figure 3.18-b).

Si on construit la matrice "énergie-temps" directement avec ces événements doubles et que l'on regarde sa projection en temps, on observe un brusque saut entre la période de collection du faisceau, et la période de décroissance lorsque le faisceau est dévié (voir figure 3.19). Ceci s'explique par le fait que le faisceau n'était pas tout à fait focalisé sur la bande et interagissait avec le scintillateur plastique induisant un signal dans celui-ci. Ce signal, détecté en coïncidence fortuite avec un  $\gamma$  dans un des germaniums dans la fenêtre de  $2 \mu\text{s}$ , contribue à alimenter la matrice. En revanche, lorsque le faisceau est dévié cette contribution disparaît, et il ne subsiste que les "vraies" coïncidences  $\beta - \gamma$ .

Afin de s'affranchir de cette contribution, j'ai réduit la fenêtre de coïncidence  $\beta - \gamma$  à 70 ns et constitué une nouvelle matrice "énergie-temps"; la nouvelle projection en temps ainsi obtenue est également représentée sur la figure 3.19. On constate que le saut brusque à 1 s a disparu. Pour rechercher les coïncidences  $\gamma - \gamma$ , la fenêtre est de 140 ns. Pour chaque masse j'ai donc constitué les matrices "énergie-temps" et "énergie-énergie".

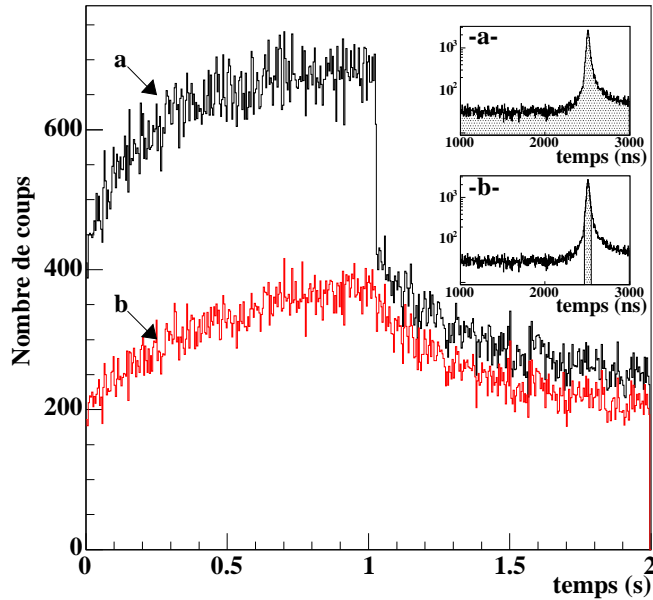


FIG. 3.19 – Projections en temps de la matrice "énergie-énergie" réalisée avec une fenêtre de coïncidence  $\beta - \gamma$  de  $2 \mu\text{s}$  (insert a), et de 70 ns (insert b).

### Réglage sur $A=83$

La matrice énergie-temps permet de suivre l'évolution en temps des transitions présentes sur le spectre d'énergie  $\gamma$ . Sur la figure 3.20-a, qui représente une partie de la matrice énergie-temps sur la masse 83, on voit très clairement que la transition à 1348 keV et la transition à 1091 keV ont des structures en temps différentes.

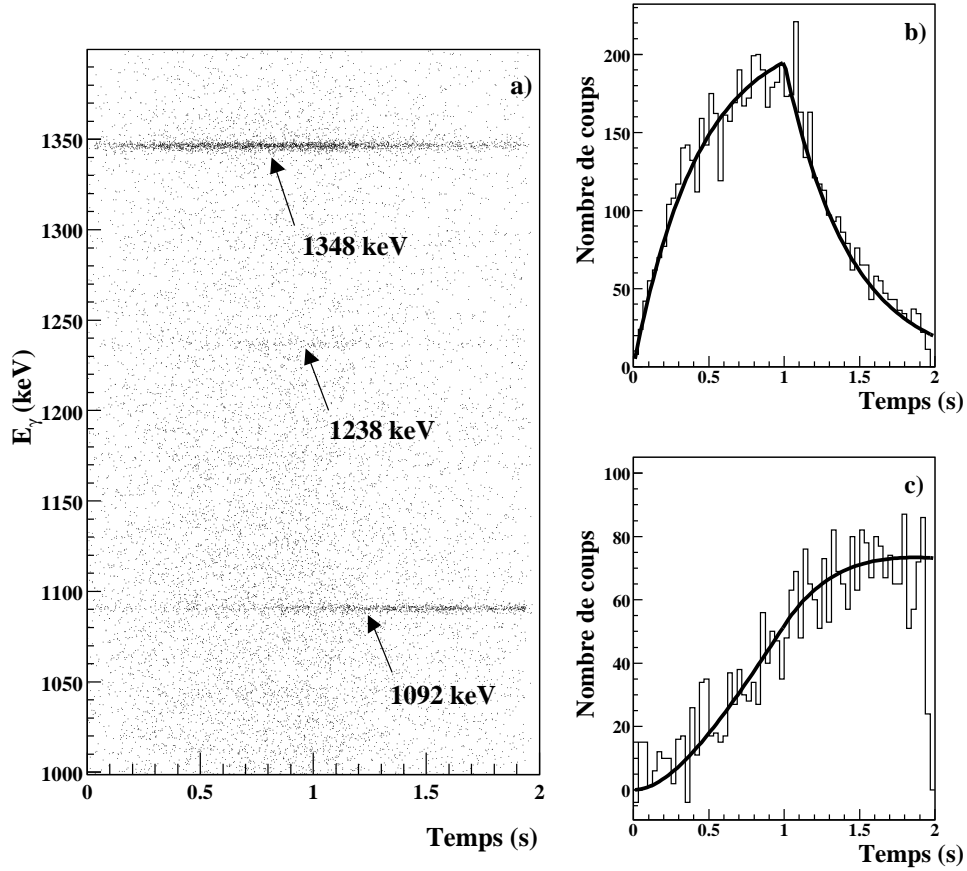


FIG. 3.20 – a) Fragment de la matrice constituée en masse 83. On voit clairement trois transitions  $\gamma$  qui ont des comportements temporels différents. b) Projection en temps de la raie à 1348 keV. c) Projection en temps de la raie à 1092 keV.

En effet, la transition à 1348 keV est issue de la décroissance  $\beta n$  du  $^{83}_{31}\text{Ga}$  vers le  $^{82}_{32}\text{Ge}$  ( $T_{1/2}(^{83}\text{Ga}) = 310 \pm 10\text{ms}$ ). La raie à 1092 keV est issue de la décroissance  $\beta$  du  $^{82}\text{Ge}$  vers le  $^{82}\text{As}$  ( $T_{1/2}(^{83}\text{Ge}) = 4.60 \pm 0.35\text{s}$ ). Comme cette mesure a été effectuée alors que le séparateur était réglé sur la masse 83, le

$^{82}\text{Ge}$  est alimenté uniquement par la décroissance  $\beta n$  du  $^{83}\text{Ga}$ .

Si on regarde les projections en temps de ces deux transition (figure 3.20-b et c)), on retrouve ces comportements différents. Sur ces deux figures, j'ai superposé les courbes d'activité calculées avec des périodes de 0.3 s et de 4.6 s. Les courbes théoriques reproduisent parfaitement les courbes expérimentales. On est ainsi capable d'attribuer une transition  $\gamma$  à la décroissance d'un élément grâce à sa structure en temps. Sur cette matrice, on voit également faiblement une transition à 1238 keV, celle ci sera discutée un peu plus bas.

La figure 3.21 représente les différents modes de décroissance de l'état fondamental du  $^{83}_{31}\text{Ga}$ . Par décroissance  $\beta$ , ce noyau alimente des états excités du  $^{83}_{32}\text{Ge}$  qui se désexcitent en émettant des  $\gamma$ , qui sont détectés en coïncidence avec le  $\beta$ . On parle de décroissance  $\beta n$  lorsque les états excités alimentés dans le  $^{83}\text{Ge}$  sont situés au dessus du seuil d'émission neutron, le noyau va alors se désexciter en émettant un neutron, produisant donc le  $^{82}\text{Ge}$ . Ce dernier est produit dans un état excité, et se désexcite en émettant des  $\gamma$  détectés en coïncidence avec le  $\beta$ . Dans le spectre en énergie  $\gamma$ , sont donc présentes des transitions du  $^{83}\text{Ge}$  et du  $^{82}\text{Ge}$ , avec la même période, celle du  $^{83}\text{Ga}$ .

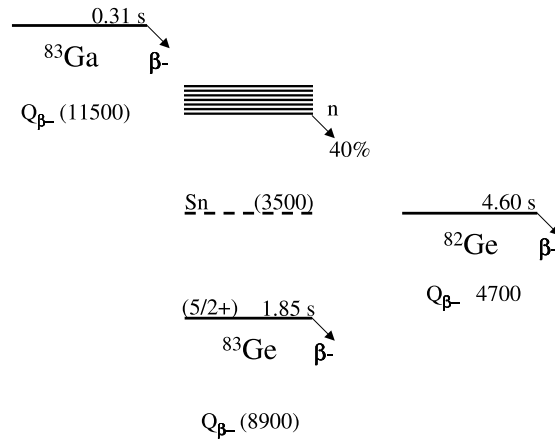


FIG. 3.21 – Schéma de décroissance du  $^{83}_{31}\text{Ga}$ .

Un schéma de niveau détaillé des premiers états excités du  $^{82}_{32}\text{Ge}$  a été établi par P. Hoff et B. Fogelberg [48]. Ils ont mis en évidence que la raie la plus intense correspond à la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  à 1348 keV. Le fait que nous observions bien cette raie nous confirme que le  $^{83}_{31}\text{Ga}$  a bien été produit. Or on sait que le  $^{83}\text{Ga}$  décroît par  $\beta n$  à 40%, donc 60% de sa décroissance se fait par  $\beta$  et va donc alimenter des états (excités ou fondamental) du  $^{83}\text{Ge}$ . Ainsi, toutes les nouvelles transitions observées avec une période consistante

avec celle du  $^{83}\text{Ga}$ , seront attribuées au  $^{83}\text{Ge}$ .

Sur la figure 3.22 est représentée la projection en énergie de la matrice "énergie-temps" constituée sur la masse 83. On retrouve les transitions  $\gamma$  issues de la décroissance des isobares implantés simultanément sur la bande :  $^{83}_{33}\text{As}$ ,  $^{83}_{34}\text{Se}$ ,  $^{83}_{35}\text{Br}$ ,  $^{83}_{36}\text{Kr}$ ,  $^{83}_{37}\text{Rb}$ ,  $^{83}_{38}\text{Sr}$ ,  $^{83}_{39}\text{Y}$ ,  $^{83}_{40}\text{Zr}$ . Deux transitions inconnues ont été observées à 867 keV et 1238 keV.

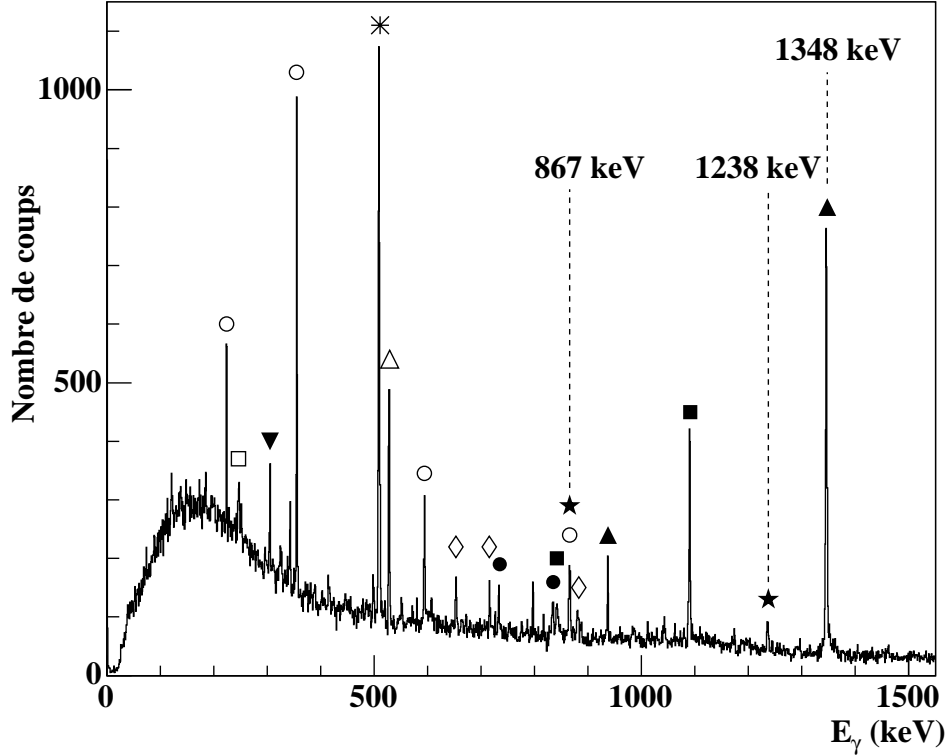


FIG. 3.22 – Spectre en énergie obtenu sur la masse 83 lorsqu'on impose une coïncidence avec un  $\beta$ . Les principales transitions dues à la décroissance des isobares, ont été repérées ici par différents symboles ( $\circ$   $^{83}_{34}\text{Se}$ ,  $\square$   $^{83}_{39}\text{Y}$ ,  $\blacktriangledown$   $^{83}_{40}\text{Zr}$ ,  $\triangle$   $^{83}_{37}\text{Rb}$ ,  $\bullet$   $^{83}_{33}\text{As}$ ,  $\diamond$   $^{83}_{38}\text{Sr}$ ). La raie à 511 keV (\*) est due à l'annihilation de positrons. On voit les transitions issues de la décroissance  $\beta_n$  du  $^{83}_{31}\text{Ga}$  vers le  $^{82}_{32}\text{Ge}$  ( $\blacktriangle$ ), et des transitions issues de la décroissance du  $^{82}_{32}\text{Ge}$  ( $\blacksquare$ ). Deux nouvelles transitions ont été mises en évidence ( $\star$ ) à 867 keV et 1238 keV.

### Etude de la transition à 867 keV

Nous avons observé une transition à 867 keV, dont la durée de vie  $T_{1/2} =$

$401 \pm 64$  ms correspond à celle du  $^{83}_{31}\text{Ga}$  (voir figure 3.25-b. Cependant, cette énergie correspond à deux transitions déjà connues en masse 83 : une transition issue de la décroissance  $\beta$  du  $^{83}_{34}\text{Se}$  vers le  $^{83}_{35}\text{Br}$ , et une autre issue de la décroissance  $\beta n$  du  $^{83}_{31}\text{Ga}$  vers le  $^{82}_{32}\text{Ge}$ .

Tout d'abord, le  $^{83}_{34}\text{Se}$  a une période de  $T_{1/2} = 22.3$  min, ce qui dans notre base de temps peut être considéré comme infini. Son spectre en temps ne présentera donc pas de décroissance visible. C'est en effet ce qu'on observe sur le spectre en temps de la raie à 867 keV : le spectre a été obtenu après soustraction du bruit de fond, or on observe qu'il subsiste un fond constant qui correspond à la contribution du  $^{83}_{34}\text{Se}$ .

Il faut noter que la production de  $^{83}_{34}\text{Se}$ , bien que n'ayant pas été mesurée directement a été estimée très faible [49]. La présence de ce noyau dans le faisceau, comme on l'a vu contribue à l'alimentation de la raie à 867 keV qui nous concerne. Cette contribution peut avoir une influence sur la durée de vie mesurée pendant la période de collection, puisque cette durée de vie mesurée est alors une combinaison des durées de vie des deux noyaux. Cependant, la production estimée du  $^{83}_{34}\text{Se}$  est très faible comparée à celle du  $^{83}_{31}\text{Ga}$ , et un calcul des différentes contributions permet de mettre en évidence que la contribution du  $^{83}_{34}\text{Se}$  peut être négligée. C'est pourquoi pour la mesure de la période de cette transition nous avons pris en compte le spectre total (et pas uniquement la partie décroissance).

D'autre part, compte tenu de sa longue durée de vie, et si on considère également que malgré les réglages, une partie du faisceau s'implante dans le scintillateur plastique, l'activité du  $^{83}_{34}\text{Se}$  est relativement importante et on s'attend à retrouver des raies de ce noyaux dans le spectre de la masse 84 dont la mesure a été réalisée après celle sur la masse 83. Nous verrons que c'est effectivement le cas.

Lors de l'établissement du schéma de niveaux du  $^{82}_{32}\text{Ge}$  (figure 3.23), la transition à 867 keV a été observée en coïncidence avec celle à 1348 keV, tout comme celle à 938 keV, avec une intensité plus grande ( $I_\gamma(867) = 7.8$  et  $I_\gamma(1348) = 5.8$ ). Cependant, si on trace le spectre en énergie  $\gamma$  en coïncidence avec la raie à 1348 keV, on observe que la raie à 938 keV est présente, mais pas celle à 867 keV (figure 3.23). Or ces deux raies ont des intensités comparables et sont à des énergies proches, elles ont donc des efficacités de détection similaires, on s'attendrait donc à les voir toutes les deux et dans les mêmes proportions, ce qui n'est pas le cas. On peut donc supposer que le niveau à 2215 keV, duquel est issue la transition à 867 keV, n'est pas alimenté par décroissance  $\beta n$ , contrairement au niveau à 2287 keV (d'où est issue la transition à 938 keV).

D'autre part, une mesure sur la masse 84 a été effectuée lors de cette expérience. La décroissance du  $^{84}_{31}\text{Ga}$  est illustrée sur la figure 3.24 : par

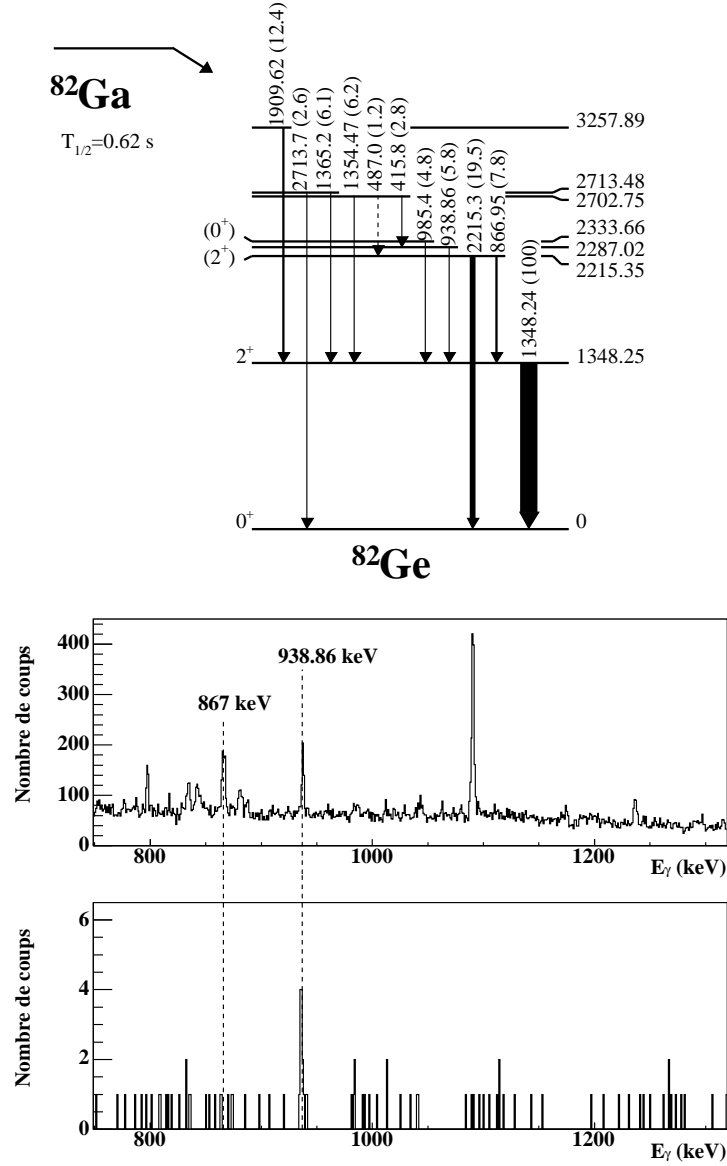
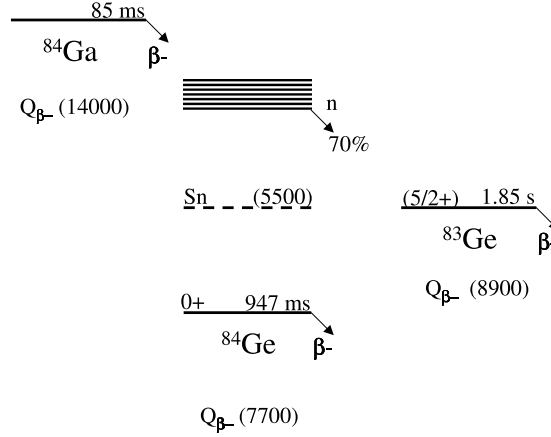


FIG. 3.23 – En haut : schéma de niveau du  $^{82}_{32}\text{Ge}$  déduit de l'étude de la décroissance  $\beta$  du  $^{82}_{31}\text{Ga}$ . Au milieu : spectre en énergie  $\gamma$  obtenu sur la masse 83. En bas : spectre en énergie  $\gamma$  obtenu sur la masse 83 en coincidence avec la transition à 1348 keV.

décroissance  $\beta n$ , le  $^{84}_{31}\text{Ga}$  alimente des niveaux excités du  $^{83}_{32}\text{Ge}$ , on s'attend donc à retrouver dans le spectre en énergie  $\gamma$  les transitions trouvées en masse 83 et attribuées au  $^{83}_{32}\text{Ge}$ , avec la période du  $^{84}_{31}\text{Ga}$ .

Sur le spectre en énergie  $\gamma$  constitué sur la masse 84, on retrouve une raie à 867 keV. Celle ci possède une composante de longue durée de vie

FIG. 3.24 – Schéma de décroissance du  $^{84}_{31}\text{Ga}$ .

(infinie sur notre base de temps) due à la présence de  $^{83}_{34}\text{Se}$  implanté dans le scintillateur plastique, mais également une structure en temps correspondant à une période courte  $T_{1/2} = 75 \pm 35\text{ms}$ , compatible avec celle du  $^{84}_{31}\text{Ga}$  (figure 3.25-d). Ceci confirme que cette transition appartient bien au  $^{83}_{32}\text{Ge}$ .

C'est pourquoi, au vu de ces résultats, nous avons attribué la transitions à 867 keV au  $^{83}\text{Ge}$ .

### Etude de la transition à 1238 keV

Une transition relativement intense à 1238 keV a également été observée dans le spectre en énergie  $\gamma$  avec une période  $T_{1/2} = 283 \pm 34\text{ms}$  compatible avec celle du  $^{83}\text{Ga}$  (voir figure 3.25-c). Aucune transition à cette énergie n'a été reporté dans le schéma de niveau du  $^{82}\text{Ge}$ , c'est pourquoi nous l'avons attribuée à une transition dans le  $^{83}\text{Ge}$ .

En revanche, la raie à 1238 keV n'est pas présente sur le spectre en énergie constitué sur la masse 84, ce qui signifie que cette transition n'est soit pas alimentée du tout par la décroissance  $\beta n$ , soit faiblement alimentée ce qui la rend invisible compte tenu de l'efficacité de détection.

Les différentes périodes mesurées lors de cette expérience sont reportées sur la figure 3.25-e, ainsi que les périodes des éléments de courte durée de vie ( $T_{1/2} \leq 100\text{s}$ ) présents dans les deux faisceaux. On voit bien qu'il n'y a aucune ambiguïté pour attribuer une transition à la décroissance d'un élément grâce à sa durée de vie.

A l'issue de cette analyse, on peut donc proposer un schéma de niveaux sommaire pour le  $^{83}_{32}\text{Ge}$  présenté sur la figure 3.26.



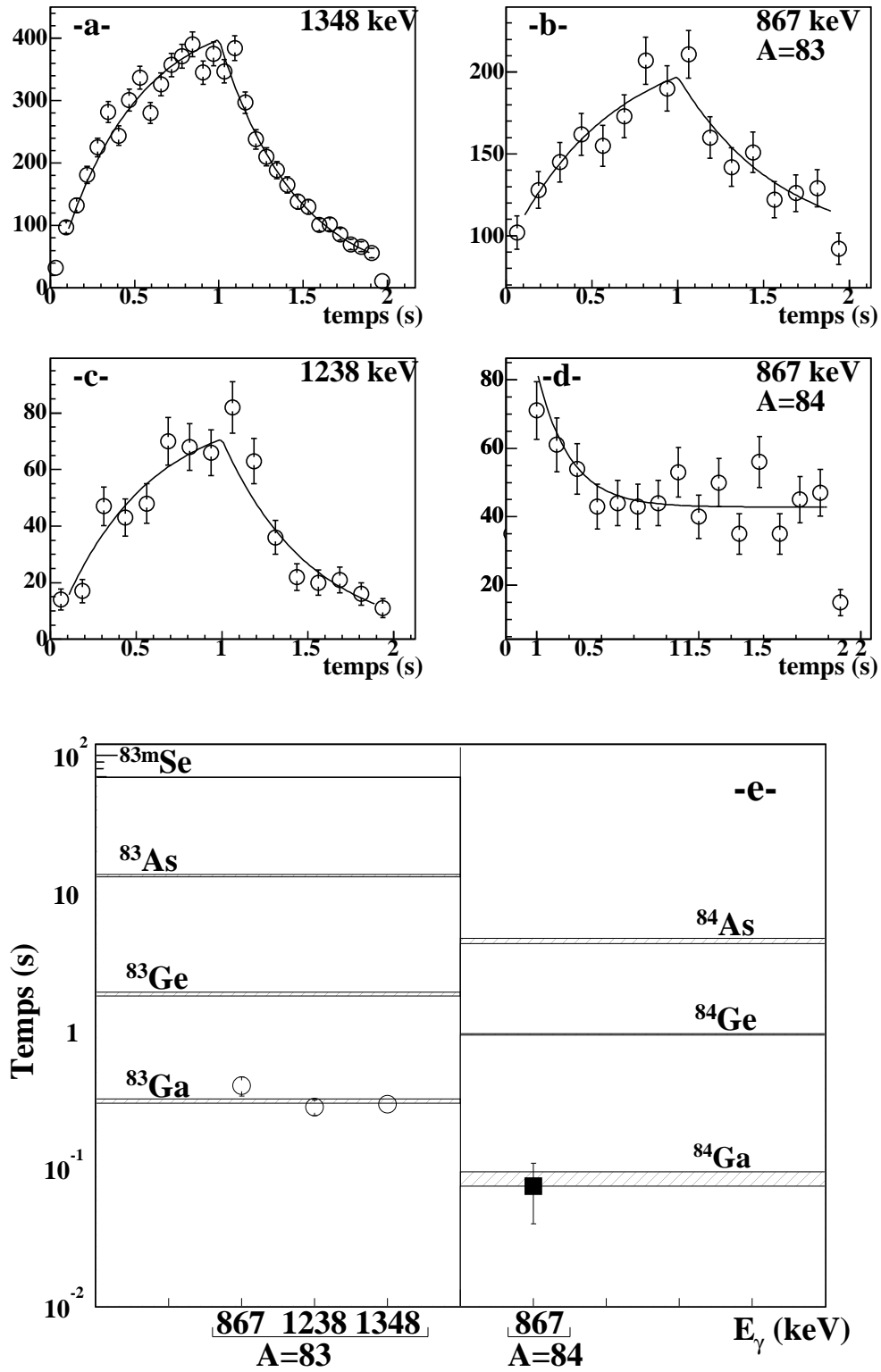
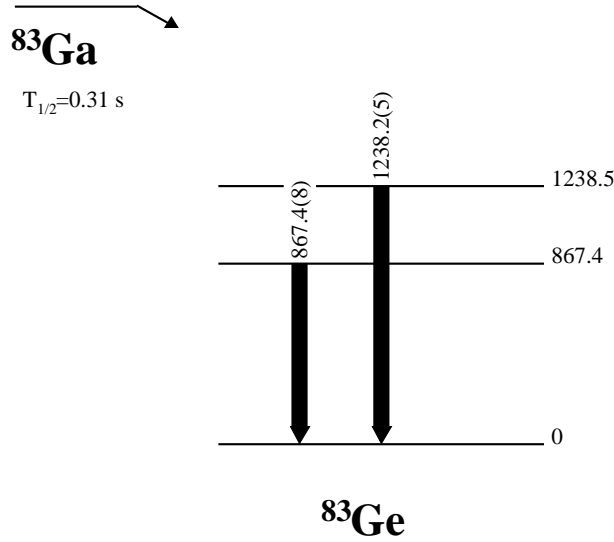


FIG. 3.25 – a) : spectre en temps de la transition à 1348 keV observée en masse 83 ( $T_{1/2} = 294 \pm 10$  ms). b) : spectre en temps de la transition observée à 867 keV en masse 83 ( $T_{1/2} = 401 \pm 64$  ms). c) : spectre en temps observée à 1238 keV en masse 83 ( $T_{1/2} = 283 \pm 34$  ms). d) : spectre en temps de la transition observée à 867 keV en masse 84 ( $T_{1/2} = 75 \pm 35$  ms). e) : comparaison des périodes mesurées avec les périodes connues pour les noyaux en masse 83 et 84.

FIG. 3.26 – Schéma de niveaux proposé pour le  $^{83}_{32}\text{Ge}$ 

### 3.3.2 Décroissance du $^{81}_{30}\text{Zn}$

Pour cette expérience, analysée par D. Verney, le séparateur était réglé sur la masse 81. Le principe est le même que dans la précédente. Les matrices énergie-temps et énergie-énergie ont été constituées.

Une raie à 351.1 keV a été observée en ligne avec une période compatible avec celle du  $^{81}_{30}\text{Zn}$   $T_{1/2} = 290 \pm 50$  ms. Elle a donc été attribuée à une transition dans le  $^{81}_{31}\text{Ga}$ .

La statistique étant assez importante, il a été possible d'effectuer des coïncidences. Sur la figure 3.27-a le spectre a été réalisé en coïncidence avec la raie à 351.1 keV. On voit clairement une raie à 451.7 keV. La raie à basse énergie présente sur ce spectre correspond au “backscatering” de la raie à 216 keV issue de la décroissance du  $^{81}_{31}\text{Ga}$ .

La figure 3.27-b représente le spectre en énergie en coïncidence avec la raie à 451.7 keV. La raie à 351.1 keV est présente de nouveau. On en déduit donc l'existence d'un niveau à 802.8 keV. Comme l'intensité de la raie à 351.1 keV est deux à trois fois supérieure à celle de la raie à 451.7 keV, on en déduit que la transition à 351.1 keV est au dessous de celle à 451.7 keV. La raie à 216 keV également présente sur ce spectre correspond à la transition la plus intense dans la décroissance du  $^{81}_{31}\text{Ga}$ , en coïncidence fortuite.

Une autre raie à 1621.6 keV a également été observée, avec une période compatible avec celle du  $^{81}_{30}\text{Zn}$ . Ce qui nous a permis d'établir la schéma de

niveau représenté sur la figure 3.27-c.

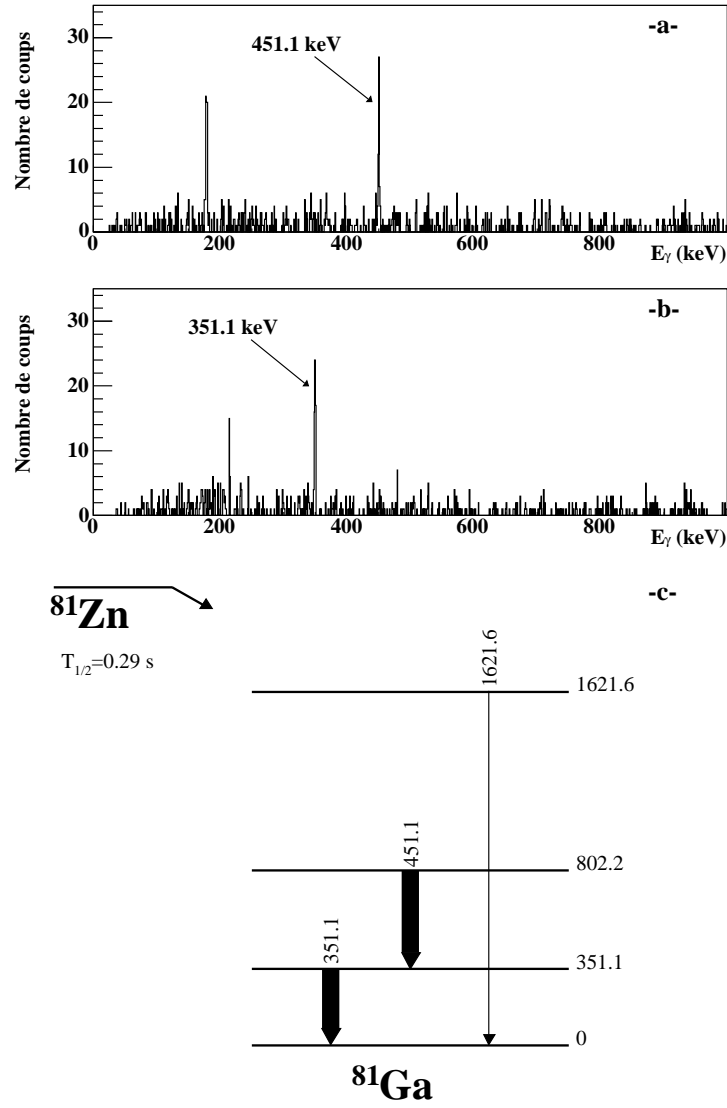


FIG. 3.27 – a) : spectre en énergie  $\gamma$  en coincidence avec la transition à 351.1 keV. b) : spectre en énergie  $\gamma$  en coincidence avec la transition à 451.1 keV. c) : Schéma de niveau du  $^{81}_{31}\text{Ga}$  déduit de l'étude de la décroissance du  $^{81}_{30}\text{Zn}$ .

# Chapitre 4

## Discussion

Les données expérimentales obtenues sont de deux types. On a d'une part une grandeur sensible à la collectivité avec les  $B(E2)$  des  $^{70}\text{Ni}$  et  $^{74}\text{Zn}$  pour ce qui est de l'étude de la sous couche  $N=40$ , et d'autre part des résultats de spectroscopie sur le  $^{83}\text{Ge}$ , proche de la fermeture de couche  $N=50$ . On ne dispose pas actuellement d'un modèle capable de tout représenter, c'est pourquoi on envisage différentes approches.

Dans ce chapitre je présenterai tout d'abord les différents modèles utilisés, pour l'interprétation des résultats expérimentaux, puis je discuterai les résultats expérimentaux à la lumière des résultats des différents modèles.

Pour reproduire les  $B(E2)$ , on peut dans un premier temps utiliser le modèle de séniorité qui permet de se faire une idée des phénomènes mis en jeu dans cette région. Des calculs de modèle en couches ont également été confrontés aux résultats expérimentaux afin d'affiner la compréhension de ces phénomènes. Enfin, j'ai effectué des calculs microscopiques sur trois chaînes isotopiques de cette région afin d'en avoir une vue globale.

Le schéma de niveaux obtenus pour  $^{83}\text{Ge}$  sera quant à lui discuté dans le cadre du modèle en couches.

### 4.1 Modèles utilisés

#### 4.1.1 Modèle de séniorité

Un modèle très simple, qui peut être vu comme une simplification extrême du modèle en couches, peut être utilisé afin d'évaluer des  $B(E2)$ . Dans cette approche dite de séniorité [51], on considère que le noyau peut être décrit par  $N$  nucléons de valence d'un seul type (protons ou neutrons) dans une couche de valence  $j$ ; dans le cadre de la séniorité, on ne considère qu'une

seule orbitale  $j$ , et on s'intéresse aux configurations  $j^N$ .

Dans le passé on s'est parfois limité à cette approche dans le cas d'espaces trop grands, impossibles à résoudre correctement. Il s'est avéré que cette approche est apparue satisfaisante, particulièrement pour les noyaux semi magiques, typiquement Ca ou Ni. Par exemple, on peut considérer le cas des isotopes de Ca du  $^{41}\text{Ca}$  au  $^{48}\text{Ca}$  pour lesquels on a un cœur de  $^{40}\text{Ca}$  et  $N = (1, \dots, 8)$  neutrons dans la couche  $f_{7/2}$ .

La seule interaction prise en compte est l'appariement. Dans une configuration donnée  $j^N$ , un état de moment angulaire  $J$  est caractérisé par le nombre quantique  $\nu$  qui correspond au nombre de particules non appariées, on appelle ce nombre la séniorité. Par exemple dans le cas du  $^{44}\text{Ca}$  : on est dans la configuration  $(f_{7/2})^4$  et  $J_{max} = 8$ . Les particules (ici des neutrons) peuvent former les états  $J = 0, 2, 4, 6, 8$ . A cause de la force d'appariement, l'état  $J = 0$  est le plus bas en énergie et correspond à  $\nu = 0$ ; le premier état excité ( $2^+$ ) correspond à  $\nu = 2$ , c'est à dire à un état formé par 2 particules non appariées et donc  $N - 2$  particules appariées. Le nombre de particules appariées est donc égal à  $N - \nu$  et le nombre de paires est  $(N - \nu)/2$ .

Dans ce schéma, de nombreux opérateurs peuvent être distingués suivant qu'ils conservent ou non la séniorité. Leur comportement lorsque le nombre de particules dans la couche augmente est très différent; par exemple, une interaction à deux corps a un comportement linéaire en  $(N - \nu)/2$  avec un maximum en milieu de couche. Un élément de matrice à un corps tel que le  $B(E2)$  en revanche, qui transforme  $\nu$  en  $\nu - 2$ , aura un comportement parabolique, voir par exemple [52].

Bien que ce schéma ait été principalement utilisé pour représenter des noyaux semi magiques, des calculs récents de type séniorité ont été appliqués à la chaîne isotopique des Ni, et étendus à des noyaux non semi magiques, en particulier à la chaîne isotopique des Zn dans [53] pour calculer des  $B(E2)$ . Les résultats montrent un bon accord entre les calculs et les valeurs expérimentales comme nous le verrons par la suite (paragraphe 4.2.1).

### Expression du $B(E2)$

Dans le modèle de séniorité, le  $B(E2)$  est tel que [54] :

$$B(E2) \propto \frac{N}{2} \times \frac{\Omega_j - N}{2} \quad (4.1)$$

$\Omega_j = 2j+1$  est le nombre d'états dans la couche  $j$ ,  $N/2$  correspond au nombre de paires de particules et donc  $(\Omega_j - N)/2$  au nombre de paires de trous.

Pour les noyaux qui nous intéressent (autour de  $Z=28$ ,  $N=40$ ) l'espace de valence, délimité par les nombres magiques 28 et 50, est constitué de

plusieurs orbitales de  $j$  différents. Ce problème se traite dans le cadre de la séniorité généralisée, où chaque orbitale est traitée séparément, affectée d'un poids. Une approximation à la séniorité généralisée proposée par I. Deloncle et B. Roussière, pour calculer les  $B(E2)$ , consiste à considérer l'ensemble des couches comme une seule et à sommer leurs états (sans leur affecter de poids), dans ce cas le  $B(E2)$  s'exprime [53] :

$$B(E2) \propto \frac{N}{2} \times \frac{\Omega - N}{2} \quad (4.2)$$

où  $N$  est le nombre de nucléons de valence dans toutes les couches considérées, et  $\Omega$  ; le nombre total d'états, par exemple pour l'espace de valence compris entre 28 et 50,  $\Omega = \sum_j \Omega_j = 22$ .

Il reste enfin à traiter le cas des différents types de nucléons. Dans les noyaux qui nous intéressent, les nucléons de valences sont à la fois des protons et des neutrons (sauf dans le cas du Ni où les seuls nucléons de valence sont les neutrons). Une solution proposée est d'additionner simplement les deux contributions [53] :

$$B(E2) \propto \frac{N_p}{2} \times \frac{\Omega_p - N_p}{2} + \frac{N_n}{2} \times \frac{\Omega_n - N_n}{2} \quad (4.3)$$

où  $p$  signifie proton et  $n$  neutron. C'est cette dernière expression du  $B(E2)$  qui a été utilisée par I. Deloncle et B. Roussière pour établir les courbes que l'on verra au paragraphe 4.2.1.

### Détermination des espaces de valence

Un espace de valence est délimité par deux fermetures de couches. Dans l'exemple du Calcium, le cœur inerte de  $^{40}\text{Ca}$  est situé à la fermeture de couche N,  $Z=20$ , et l'espace de valence est la couche  $1f_{7/2}$  qui est comprise entre les fermetures de couches correspondant aux nombres magiques 20 et 28.

Les noyaux que l'on étudie ont des nombres de protons et de neutrons compris entre les nombres magiques 28 et 50. L'espace de valence correspondant est constitué a priori des couches  $2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$ . Cependant, il a été mis en évidence dans cette région l'existence de fermetures de sous couche autour de 38-40 [55, 56]. Différents espaces de valence délimités par différentes fermetures de sous couches ont été considérés dans les calculs.

#### 4.1.2 Modèle en couches

Différents auteurs ont réalisé des calculs de modèle en couches afin de reproduire les valeurs expérimentales de  $B(E2)$  sur la chaîne isotopique des

Ni [57, 15, 58, 59]. Ces résultats seront analysés au paragraphe 4.2.2.

Dans ces calculs, on considère le noyau composé de  $A$  particules interagissant deux à deux, et obéissant à une équation de type Schrödinger non relativiste. Le hamiltonien d'un tel système s'écrit de la façon suivante :

$$H = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i<j=1}^A W(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$$

où  $W(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$  est une interaction nucléon-nucléon (à deux corps donc). Cette interaction possède un cœur répulsif et une composante fortement attractive dont la forme exacte n'est pas connue, ce qui rend l'équation précédente très difficile à résoudre dès que le nombre de nucléons en jeu devient trop important. Une solution proposée pour simplifier le problème consiste à considérer que chaque nucléon se déplace de manière indépendante dans un potentiel créé par son interaction avec les autres nucléons  $U(\vec{r}_i)$ . On réécrit le hamiltonien sous la forme :

$$\begin{aligned} H &= \sum_{i=1}^A \left[ \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + U(\vec{r}_i) \right] + \left( \sum_{i<j=1}^A W(\vec{r}_i - \vec{r}_j) - \sum_{i=1}^A U(\vec{r}_i) \right) \\ &\equiv H_0 + V_{res} \end{aligned}$$

où  $H_0$  décrit le mouvement d'une particule indépendante dans un potentiel à un corps, et  $V_{res}$  représente initialement l'écart entre ce potentiel et le potentiel "réel"  $\sum_{i<j=1}^A W(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ .

Dans une approche de type modèle en couches, on suppose que l'on peut choisir  $U$  de façon à pouvoir traiter dans un second temps le terme  $V_{res}$  en perturbation. De ce point de vue, le meilleur  $U$  est celui obtenu par la méthode Hartree Fock (champ moyen) à partir de l'interaction nucléon-nucléon.

### Espaces de valence

Pour un noyau donné  $(Z, N)$ , le champ moyen définit quels états sont occupés (ceux situés sous le niveau de Fermi) et lesquels sont vides (ceux situés au dessus du niveau de Fermi). L'interaction résiduelle va essentiellement agir entre les nucléons situés autour du niveau de Fermi. L'ensemble des orbitales déterminées par le champ moyen se divisent alors en trois groupes :

- Un cœur inerte composé des orbitales que l'on force à être toujours remplies ;
- Un espace de valence, qui comprend les orbitales accessibles aux particules de valence ;
- L'espace externe constitué des orbitales qui sont toujours vides.

L'idée sous jacente au modèle en couches nucléaires est, par analogie avec la physique atomique, que les propriétés globales du noyau reposent sur un nombre restreint de nucléons. Le choix de l'espace de valence dans un calcul de modèle en couches est donc crucial. Ce choix est généralement dicté par des résultats expérimentaux du type de ceux présentés dans cette thèse.

### Interaction résiduelle

Le potentiel  $U(\vec{r})$  introduit dans le calcul permet de reproduire les propriétés globales du cœur inerte obtenu à partir d'un champ moyen. Les énergies de particules individuelles effectives (figure 4.1) varient avec  $Z$  et  $N$  sous l'effet de l'interaction résiduelle.

Afin de reproduire les données expérimentales avec la plus grande précision, il est indispensable de disposer d'une interaction résiduelle  $V_{res}$  la meilleure possible. Une des étapes des calculs de modèle en couches consiste à établir des interactions adaptées à l'espace de valence considéré.

Globalement, il existe quatre façons de procéder. La plus simple est de considérer une interaction simple à deux corps (de type delta de surface par exemple), c'est ce qu'on appelle une interaction schématique. Une autre méthode consiste à fixer les paramètres de l'interaction à partir de résultats d'expériences de diffusion, ce type d'interaction, dite réaliste ne fonctionne pas très bien dans la mesure où les paramètres correspondent à l'interaction nucléon-nucléon dans un espace libre, or les données que l'on cherche à reproduire concernent un milieu nucléaire confiné. Cependant, à partir d'interactions réalistes, en modifiant les paramètres pour tenir compte des propriétés du noyau, on obtient une interaction effective. Enfin, une dernière possibilité consiste à traiter tous les éléments de matrice à deux corps et/ou les énergies de particule individuelle comme des paramètres libres ajustés sur les données expérimentales (niveaux d'énergie, énergies de liaison). Cette méthode est limitée par la nécessité de disposer d'un nombre de valeurs expérimentales bien supérieures au nombre de paramètres. Elle a été utilisée avec succès pour les noyaux légers (couche  $p$  [61] et  $sd$  [62]).

Les calculs sur la chaîne isotopique des Ni font essentiellement intervenir les espace de valence proton  $[1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}]$  et neutron  $[2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}]$ . L'interaction effective dans cet espace n'est pas encore parfaitement modélisée, en particulier parce que les données expérimentales permettant de fixer les interactions proton-neutron dans cette région sont encore trop peu nombreuses.



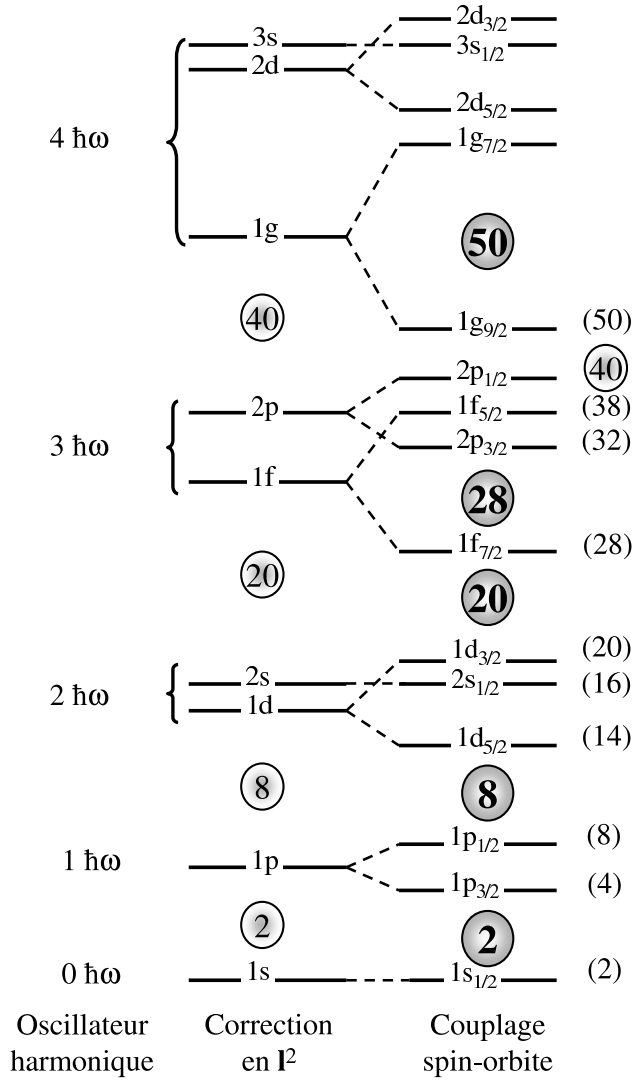


FIG. 4.1 – Schéma de niveaux de particules individuelles obtenu avec trois types de champs moyens construits à partir de l'oscillateur harmonique (OH) : l'OH seul, l'OH avec une correction de surface, l'OH avec une correction de surface et l'interaction de spin orbite.

#### 4.1.3 Approche microscopique variationnelle

La théorie Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) permet de décrire les propriétés statiques globales du noyau dans une approximation de champ moyen,

c'est à dire à partir uniquement d'une interaction effective et donc sans aucune hypothèses a priori. A partir de ces calculs statiques, on peut reconstruire un hamiltonien de Bohr afin de décrire les états excités des noyaux pair-pairs (en particulier les états  $2_1^+$ ) et de calculer microscopiquement les  $B(E2)$ .

J'ai effectué l'ensemble de ces calculs avec les codes développés par M. Girod *et al.* pour la partie statique HFB, et ceux développés par J. Libert pour la partie dynamique de Bohr [63]. Pour la partie statique, nous avons utilisé la force de Gogny (voir annexe F), dont les paramètres ont été ajustés sur de nombreuses propriétés spectroscopiques [64], et qui permet de reproduire les propriétés de nombreux noyaux tout le long de la charte des noyaux (voir par exemple [65]). Ces paramètres n'ont donc pas été réajustés pour les calculs décrits ici.

Afin d'avoir une vue globale de la région autour de  $N=40$ , j'ai effectué ces calculs sur les noyaux pair-pairs des chaînes isotopiques des Ni, Zn et Ge entre  $N=28$  et  $N=50$ . Je présente ici rapidement les principales étapes du calcul, mais pour plus de détails, on pourra se référer à [66, 67, 68].

### Présentation du modèle

Les fonctions d'onde HFB, qui sont des états de quasiparticule indépendants, ne sont en général pas appropriées pour décrire l'état fondamental ou les états excités du noyau. Pour une description complète, il faut générer un état dynamique  $\Psi$  du système. Pour cela, la théorie de la coordonnée génératrice (GCM) [69] permet de trouver la fonction d'onde et l'énergie de l'état fondamental des noyaux, ainsi que les fonctions d'onde et les énergies d'excitation collectives.

On choisit un espace variationnel constitué, dans notre cas, de solutions Hartree-Fock-Bogoliubov sous contraintes (CHFB, voir annexe E)  $|\Phi_q\rangle$  repérées par  $q$ , représentant une ou plusieurs variables collectives associées aux opérateurs de contrainte  $\hat{Q}$ . On écrit les états du noyau  $|\Psi_i\rangle$  (l'état fondamental et les états excités) sous la forme d'un mélange de configurations  $|\Phi_q\rangle$ , qu'on peut écrire sous la forme intégrale :

$$|\Psi_i\rangle = \int f_i(q) |\Phi_q\rangle dq, \quad (4.4)$$

où  $|\Phi_q\rangle$  est la solution CHFB du Hamiltonien nucléaire à  $N$  corps  $\hat{H}$ ,  $q$  la coordonnée génératrice associée aux degrés de liberté collectifs du système, et  $f_i(q)$  la fonction de poids de la  $i^{\text{ème}}$  fonction propre. Cette fonction est déduite par l'application du principe variationnel qui prend ici la forme de

l'équation de Griffin, Hill et Wheeler (GHW) [70, 71] :

$$\delta \frac{\langle \Psi_i | \hat{H} | \Psi_i \rangle}{\langle \Psi_i | \Psi_i \rangle} = 0. \quad (4.5)$$

Cette dernière s'écrit de façon plus détaillée sous la forme :

$$\int [H(q, q') - E_i N(q, q')] f_i(q') dq' = 0 \quad (4.6)$$

avec  $H(q, q') = \langle \Phi_q | \hat{H} | \Phi_{q'} \rangle$  et  $N(q, q') = \langle \Phi_q | \Phi_{q'} \rangle$ . L'énergie cherchée  $E_i$  est définie par

$$E_i = \frac{\langle \Psi_i | \hat{H} | \Psi_i \rangle}{\langle \Psi_i | \Psi_i \rangle}. \quad (4.7)$$

Dans ces calculs, nous considérons le noyau comme un système à 5 degrés de liberté collectifs : 3 associés à la rotation (angles d'Euler) et 2 aux vibrations quadrupolaires axiale et triaxiale ( $\beta$  et  $\gamma$  en notation usuelle de Bohr). Dans ces conditions, la résolution exacte de l'équation de GHW demeure techniquement difficile et il est nécessaire d'introduire l'approximation du recouvrement gaussien (Gaussian Overlap Approximation : GOA) [69, 54] pour les variables de vibration. C'est à dire que l'on suppose que le recouvrement des fonctions d'ondes  $|\Phi_q\rangle$  prend une forme gaussienne selon :

$$\begin{aligned} \langle \Phi_q | \Phi_{q'} \rangle &= \exp^{-G(q-q')^2} \\ &= O(q, q'). \end{aligned} \quad (4.8)$$

On peut alors définir la transformée gaussienne  $g(q)$  :

$$g(q) = \int O^{1/2}(q, q') f(q') dq'. \quad (4.9)$$

Dans l'équation 4.8,  $G$  peut être considéré comme constant dans l'intervalle restreint de l'espace collectif où  $f(q)$  est non nulle. Un développement au second ordre sur la non localité ( $q - q'$ ) permet ensuite de réduire l'équation de GHW à une équation de Schrödinger :

$$\hat{\mathcal{H}}_{coll} g(q) = E g(q) \quad (4.10)$$

avec

$$\hat{\mathcal{H}}_{coll} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{M(q)} \frac{\partial}{\partial q} + V(q) \quad (4.11)$$

$M(q)$  est le tenseur d'inertie et  $V(q)$  est la surface d'énergie potentielle, qui s'écrit :

$$V(q) = E^{CHF B}(q) - \Delta V^{ZPE}(q) \quad (4.12)$$

où  $E^{CHFB}(q) = H(q, q)$  et  $\Delta V^{ZPE}(q) = \frac{G}{2M(q)}$  est l'énergie de point zéro. L'écriture de ce formalisme dans le cas à 5 dimensions quadrupolaires  $(\beta, \gamma, \theta, \varphi, \psi)$  produit un hamiltonien en variables collectives formellement analogue au Hamiltonien de Bohr [72], dont la forme la plus générale est ici exprimée en fonction des variables cartésiennes  $a_0 = \beta \cos \gamma$  et  $a_2 = \beta \sin \gamma$  :

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{H}}_{coll} &= T_{rot} + T_{vib} + V \\ &= \frac{\hbar^2}{2} \sum_{k=1}^3 \frac{\hat{I}_k^2}{\mathcal{J}_k(a_0, a_2)} - \frac{\hbar^2}{2} \sum_{i,j=0,2} \frac{\partial}{\partial a_i} \mathcal{B}_{ij}^{-1}(a_0, a_2) \frac{\partial}{\partial a_j} \\ &\quad + E^{CHFB}(a_0, a_2) - \Delta V(a_0, a_2)\end{aligned}$$

dans le premier terme (terme de rotation),  $I_k$  désigne la composante suivant l'axe  $k$  du moment angulaire total et  $\mathcal{J}_k$  le moment d'inertie suivant cet axe. On désigne par  $\mathcal{B}_{ij}$  les paramètres de masse relatifs aux vibrations en  $(\beta, \gamma)$ . L'élément de volume  $d\tau$ , associé à la fonction de métrique pour la quantification du hamiltonien de Bohr, s'écrit :

$$d\tau = ((B_{00}B_{22} - B_{02}^2)\mathcal{J}_1\mathcal{J}_2\mathcal{J}_3)^{1/2} da_0 da_2 d\Omega \quad (4.13)$$

On a ainsi défini un Hamiltonien collectif  $\hat{\mathcal{H}}_{coll}$ , avec son potentiel d'énergie de déformation, un terme d'énergie cinétique de rotation (défini par les moments d'inertie suivant les trois directions de l'espace), et un terme d'énergie cinétique vibrationnelle, qui fait intervenir trois paramètres de masse. Ces différentes quantités sont déterminées en chaque point de déformation à partir des résultats CHFB.

### Surface d'énergie de déformation

Lorsque le problème CHFB est résolu, on obtient la surface d'énergie de déformation  $E^{CHFB}(q)$  :

$$E^{CHFB}(q) = \langle \Phi_q | \hat{H} | \Phi_q \rangle \quad (4.14)$$

où l'ensemble de variables collectives  $q$  correspond aux coordonnées quadrupolaires  $q_0$  et  $q_2$ . Celles ci sont directement reliées aux paramètres de déformation triaxiaux  $(\beta, \gamma)$  de Bohr par :

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\sqrt{q_0^2 + 3q_2^2}}{A\langle r^2 \rangle} \text{ et } \gamma = \arctan \sqrt{3} \frac{q_2}{q_0}, \quad (4.15)$$

$A$  et  $\langle r^2 \rangle$  sont la masse et le rayon carré moyen du noyau, pour lequel on prend conventionnellement l'expression de la goutte liquide :

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} (r_0 A^{1/3})^2 \quad (4.16)$$

avec  $r_0 = 1.2$  fm. Les potentiels d'énergie de déformation  $V(q)$  qui seront présentés contiennent l'énergie de point zéro :  $V(q) = E^{CHF B}(q) - \Delta V^{ZPE}(q)$ .

### Paramètres de masse vibrationnels

La détermination des masses vibrationnelles de  $\hat{\mathcal{H}}_{col}$  relève, sous les hypothèses employées, du problème ATDHFB. Dans ce cadre, on se limite à une approximation perturbative dite aussi formule de Cranking d'Inglis Belyaev.

Pour un degré de liberté vibrationnel associé à une variable collective  $q = \langle \hat{Q} \rangle$ , et une vitesse collective  $\dot{q}$ , on a à résoudre formellement l'équation suivante :

$$\delta \langle \phi_{\dot{q}} | \hat{H} - \lambda \hat{Q} - \dot{q} \hat{P} | \phi_{\dot{q}} \rangle = 0 \quad (4.17)$$

De façon analogue au cas de la rotation (voir annexe F), le paramètre de masse  $B^{TV}(q)$  à considérer est :

$$B^{TV} = \lim_{\dot{q} \rightarrow 0} \frac{\langle \hat{P} \rangle_{\dot{q}}}{\dot{q}}, \quad (4.18)$$

qui a été remplacé dans nos calculs par l'expression correspondant au Cranking d'Inglis Belyaev :

$$B_{ij}(q) = \frac{\hbar^2}{2} \frac{\mathcal{M}_{-3}^{ij}(q)}{[\mathcal{M}_{-1}^{ij}(q)]^2} \quad (4.19)$$

avec

$$\mathcal{M}_k^{ij}(q) = \sum_{\mu\nu} (E_\mu + E_\nu)^k \langle \mu | \hat{Q} | \nu \rangle \quad (4.20)$$

où  $\mu$  et  $\nu$  sont deux états de quasiparticule et  $\hat{Q}$  l'opérateur de déformation associé à  $q$ .

Il est à noter qu'aucune correction dynamique analogue au facteur  $\alpha^{TV}$  employé pour les moments d'inertie (voir annexe F) n'a été introduit pour les masses de vibration. A ce niveau d'approximation, on sait [73] que les masses de vibration sont d'une part sous estimées de 10 à 50% globalement, et d'autre part que certaines des fluctuations sont lissées par l'approximation de Cranking.

### Troncature et stabilité des solutions

En pratique, le calcul s'effectue en deux temps. Dans un premier temps, on applique la méthode décrite ci dessus pour déterminer  $\mathcal{H}_{coll}$ , c'est à dire qu'on calcule les paramètres de masse  $B_{00}$ ,  $B_{22}$  et  $B_{02}$ , les tenseurs d'inertie

$\mathcal{J}_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ), et le potentiel  $V(q)$  associés aux solutions CHFB  $\Phi_q$ . On effectue ces calculs sur une base d'oscillateur dont la taille est caractérisée par le nombre  $N_0$ .

Dans un deuxième temps, une fois que le Hamiltonien collectif est défini, on calcule les fonctions propres, notées  $|\alpha IM\rangle$ , et les énergies propres. Les solutions sont exprimées dans une base tronquée dont la caractéristique de dimension est notée  $N_B$ .

La stabilité des quantités physiques finales doit donc être assurée tant du point de vue de la troncature en  $N_0$  que de celle en  $N_B$ ; ces tests de stabilité ont été faits sur le noyau de  $^{74}\text{Ge}$  et sont détaillés en annexe G.

### Calcul de $B(E2)$

La probabilité de transition réduite associée à une transition de multipolarité  $E2$  entre des états initiaux et finaux de moment angulaire  $I_i$  et  $I_f$  est donnée par [74] :

$$B(E2, \alpha I_i \rightarrow \alpha' I_f) = (2I_i + 1)^{-1} |\langle \alpha I | \mathcal{M}(E2) | \alpha' I' \rangle|^2 \quad (4.21)$$

où  $\mathcal{M}(E2)$  est l'opérateur de moment électrique (dans le repère du laboratoire),  $I$  est le moment angulaire total, et  $\alpha$  désigne un ensemble de nombres quantiques. On écrit les fonctions d'onde du hamiltonien de Bohr sous la forme  $|\alpha IM\rangle$ , l'élément de matrice réduit du moment électrique est déduit de :

$$\langle \alpha I, M = I | \mathcal{M}(E2, 0) | \alpha' I', M' = I \rangle = \begin{pmatrix} I & 2 & I' \\ -I & 0 & I \end{pmatrix} \langle \alpha I | \mathcal{M}(E2) | \alpha' I' \rangle \quad (4.22)$$

Dans l'approximation de type collective dans laquelle on se place, les opérateurs quadripolaires s'écrivent [74] :

$$Q_0(\beta, \gamma) = \langle X | \mathcal{M}'(E2, 0) | X \rangle \quad (4.23)$$

$$Q_2(\beta, \gamma) = \sqrt{2} \langle X | \mathcal{M}'(E2, 2) | X \rangle = \sqrt{2} \langle X | \mathcal{M}'(E2, -2) | X \rangle \quad (4.24)$$

où  $\mathcal{M}'(E2, k)$  est l'opérateur de moment électrique dans le repère intrinsèque. Les expressions de  $Q_0$  et  $Q_2$  se réduisent à :

$$Q_0(\beta, \gamma) = (3/4\pi) Z R_0^2 \beta \cos \gamma \quad (4.25)$$

$$Q_2(\beta, \gamma) = (3/4\pi) Z R_0^2 \beta \sin \gamma \quad (4.26)$$

où  $R_0$  est le rayon moyen.

Dans le cas qui nous intéresse d'une transition d'un état  $I_i = 0^+$  vers un état  $I_f = 2^+$ , le  $B(E2)$  s'exprime :

$$B(E2, \alpha I = 0 \rightarrow \alpha' I' = 2) = \frac{1}{2\sqrt{6}} (\langle \alpha I = 0, K = 0 | Q_0 | \alpha' I' = 2, K' = 0 \rangle + \langle \alpha I = 0, K = 0 | Q_2 | \alpha' I' = 2, K' = 2 \rangle)^2$$

### Correction des paramètres de masse

Comme on l'a vu, les paramètres de masse sont sous évalués et il n'existe pas pour le moment d'évaluation complète des corrections de Thouless Valatin comme c'est le cas pour la rotation. Ceci a pour effet en général de surestimer l'énergie des têtes de bandes vibrationnelles calculées : on s'attend à ce que les énergies calculées soient légèrement supérieures aux énergies expérimentales.

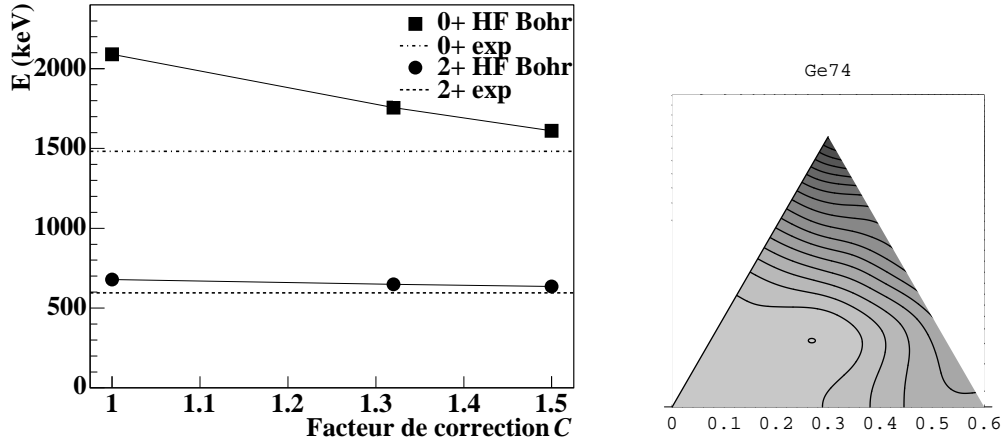


FIG. 4.2 – Droite : énergies  $2_1^+$  et  $0_2^+$  du  $^{74}\text{Ge}$  calculées avec différentes corrections du paramètre de masse, comparées aux énergies expérimentales. Gauche : cartographie du potentiel de  $^{74}\text{Ge}$  représenté sur un sextant  $0 \leq \gamma \leq 60$ , en fonction de la déformation  $\beta$ . Chaque ligne correspond à une équipotentielle ; les équipotentielles sont distantes de 1 MeV, les plus petites valeurs sont en gris clair et augmentent jusqu'au gris foncé.

L'énergie  $E$  et la masse  $M$  sont reliées typiquement par la relations suivante :

$$E \propto \frac{1}{\sqrt{M}} \quad (4.27)$$

ainsi, en augmentant la masse on s'attend à ce que l'énergie diminue. Les résultats d'un calcul de sensibilité sur le  $^{74}\text{Ge}$  dans lequel un facteur arbitraire

de  $4/3$  et  $1.5$  a été appliqué aux paramètres de masse sont donnés sur la figure 4.2. Pour ce noyau, l'énergie de la tête de bande vibrationnelle  $0_2^+$  est surestimée d'environ 30% en l'absence de correction ( $C = 1$ ). On constate que pour une variation de 50% de la masse ( $C = 1.5$ ) l'énergie diminue d'environ 25%. Un tel comportement suppose qu'il n'y ait pas d'effet de structure dans les énergies (présence d'un minimum secondaire dans le potentiel par exemple). Le  $^{74}\text{Ge}$  qui possède une surface d'énergie potentielle caractéristique d'un noyau triaxial (voir figure 4.2) est donc tout à fait adapté pour mettre en évidence ce genre d'effet.

Les calculs que j'ai effectués ne contiennent aucune correction des paramètres de masse ( $C = 1$ ), il faut donc garder à l'esprit que les énergies calculées seront souvent surestimées. Toutefois, dans certains cas critiques il sera intéressant de regarder l'effet des paramètres de masse.

## 4.2 Discussion des résultats

Les deux types de résultats que j'ai obtenus sont discutés dans ce chapitre. Les valeurs de  $B(E2)$  de  $^{70}\text{Ni}$  et  $^{74}\text{Zn}$  sont confrontées à différents types de calculs : calculs de séniorité, des calculs de modèle en couche et les calculs microscopiques que j'ai effectués. Les transitions observées dans  $^{83}\text{Ge}$  et  $^{81}\text{Ga}$  sont interprétées dans le cadre du modèle en couches.

### 4.2.1 Calculs de type séniorité

Les calculs ont été effectués sur de nombreuses chaînes isotopiques dans [53]. Je ne discuterai ici que les résultats concernant les chaînes de Ni et Zn. Deux cas de figure différents ont été envisagés dans les calculs de séniorité réalisés :

1. Une couche majeure 28-50 en proton et deux sous couches 28-38 et 38-50 en neutron (noté  $\nu \in \mathbf{sS}$ ,  $\pi \in \mathbf{MS}$  sur la figure 4.3 et  $\nu \in \mathbf{sS}_{38}$  sur la figure 4.4)
2. Deux sous couches en proton (28-40 et 40-50) et en neutron (28-38 et 38-50) (noté  $\nu \in \mathbf{sS}$ ,  $\pi \in \mathbf{sS}$  sur la figure 4.3)

### Normalisation des calculs

Par ailleurs, la chaîne isotopique des  $^{20}\text{Ca}$  ( $20 \leq N \leq 28$ ) est un cas d'école pour le modèle de séniorité : l'espace de valence correspondant comprend uniquement la couche  $f_{7/2}$  (20-28) pour les protons et les neutrons. Les résultats expérimentaux sur cette chaîne isotopique présentent bien une



forme caractéristique parabolique, donc symétrique, avec deux minima aux extrémités de l'espace de valence  $N=20$  et  $N=28$ , et un maximum en milieu d'espace à  $N=24$ . C'est pourquoi les valeurs expérimentales de  $B(E2)$  dans les isotopes de Ca ont été utilisées pour normaliser les calculs effectués dans l'approximation proposées dans [53] et décrits ci-dessous. Les courbes ont toutes été ajustées avec un facteur d'échelle de  $100 \text{ e}^2\text{fm}^4$  par unité de  $(N_{part} \times N_{trou})_p + (N_{part} \times N_{trou})_n$ .

Les valeurs expérimentales sur la chaîne isotopique des Ca sont représentées sur la figure 4.3 ainsi que la courbe théorique notée  $\nu \in 1f_{7/2}$ ,  $\pi \in 1f_{7/2}$ .

### Courbes de $B(E2)$ calculées

Les résultats des calculs ainsi que les  $B(E2)$  expérimentaux sur les séries isotopiques de Ca, Ni, et Zn sont présentés sur les figures 4.3 et 4.4. On constate sur cette figure que les courbes de  $B(E2)$  calculées présentent une forme parabolique avec des minima aux fermetures de couche ou de sous couche considérées et un maximum en milieu de la couche, dite de valence, résultant de ces fermetures : les courbes calculées avec une fermeture de sous couche neutron à  $N=38$  présentent un minimum en ce point ainsi qu'en  $N=28$  et  $N=50$  ; entre deux fermetures de sous couches, les courbes sont symétriques par rapport au milieu de couche (32-34 entre 28 et 38, et 44 entre 38 et 50) où elles sont maximales.

### Analyse des résultats sur le Zn

Les calculs de  $B(E2)$  ont été effectués en considérant les espaces de valence décrits plus haut. Pour les Zn, deux courbes ont donc été calculées (une avec une couche majeure en protons et une avec deux sous espace en protons), elles portent le label "Z=30" sur la figure 4.3. Les résultats expérimentaux de [25] sont reportées avec des carrés grisés.

Pour un nombre de neutrons  $N=32$ , le point expérimental de  $B(E2)$  de  $^{62}\text{Zn}$  est plus proche de la courbe calculée en considérant deux sous couches neutron (28-38 et 38-50) et deux sous couches proton (28-40 et 40-50) ; à partir de  $N=34$ , les points expérimentaux de  $B(E2)$  se rapprochent de la courbe calculée avec deux sous couches neutron (28-38 et 38-50) et une couche majeure proton (28-50), ce qui signifie que dans les isotopes de Zn lourds ( $N \geq 34$ ), le  $B(E2)$  n'est plus sensible au gap  $Z=40$  : la disparition du gap proton  $Z=40$  entre les isotopes légers et lourds de Zn peut s'interpréter par l'interaction proton-neutron [10, 53].

Pour  $N \geq 34$ , les valeurs expérimentales de  $B(E2)$  pour les Zn suivent bien les valeurs théoriques calculées en considérant deux sous couches en

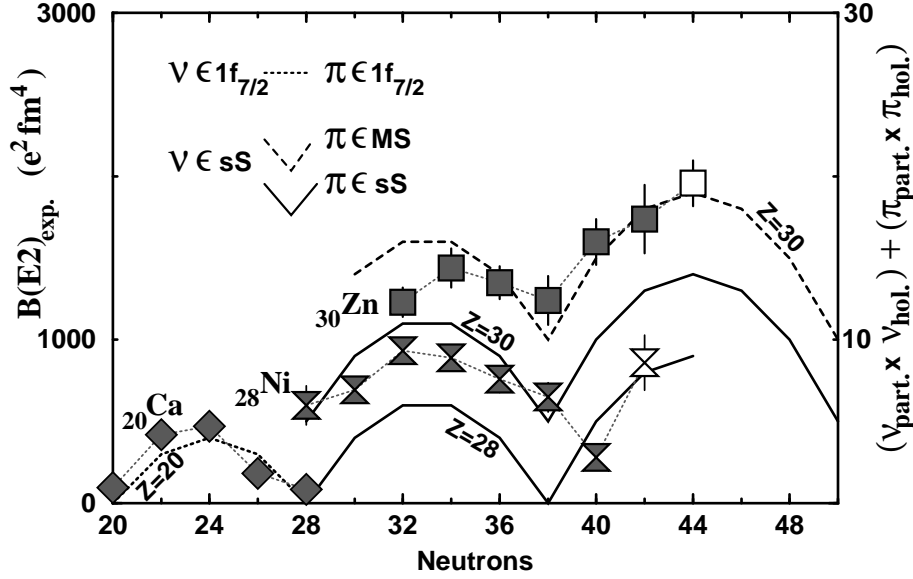


FIG. 4.3 –  $B(E2)$  calculés avec différents espaces de valence (voir texte) en fonction du nombre de neutrons. Pour les chaînes isotopique de Ca, Ni et Zn, seule la courbe calculée la plus pertinente est représentée : en pointillés la courbe calculée pour les Ca en considérant les deux fermetures de couches 20-28 ; en tirets le cas 1 sur  $Z=30$  ; et en trait plein le cas 2 sur  $Z=30$  et  $Z=28$  (voir texte), source [53].

neutron (28-38 et 38-50) et une couche majeure en protons (28-50). Ma valeur expérimentale pour le  $^{74}\text{Zn}$  vient confirmer cette tendance. Cet accord entre l'expérience et le calcul met en évidence que les  $B(E2)$  dans les Zn semblent être très sensibles à un espace dans le spectre des états individuels situé à  $N=38$  [53].

### Analyse des résultats sur les Ni

Si on observe la courbe expérimentale des  $B(E2)$  pour les Ni entre  $N=28$  et  $N=38$ , on constate qu'elle suit la même tendance que la courbe théorique calculée avec une fermeture de sous couche  $N=38$ , mais elle est décalée vers le haut. Ce décalage entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques, constant quand  $N$  varie, est interprété comme étant dû à l'interaction proton-neutron qui polarise les protons du cœur de  $^{56}\text{Ni}$  en promouvant deux protons au delà de  $Z=28$  [53], ce qui explique que les valeurs expérimentales de  $B(E2)$  des Ni sont proches de la courbe calculée pour les Zn. Sur la figure 4.4 la courbe calculée avec deux sous couches neutrons (28-38 et 38-50)

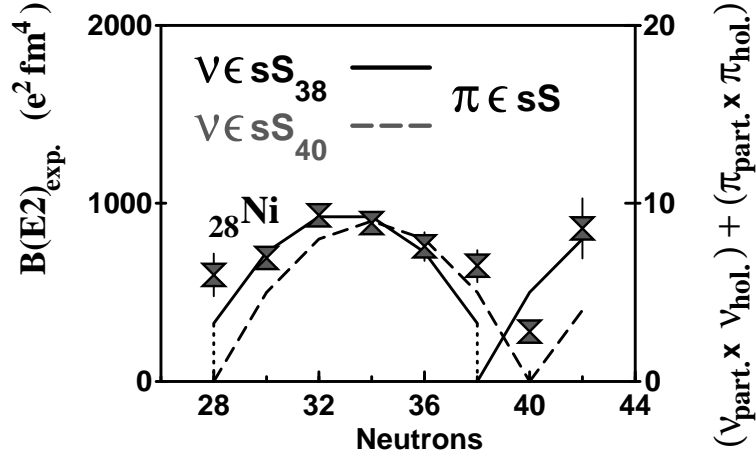


FIG. 4.4 –  $B(E2)$  calculés sur  $Z=28$  avec différents espaces de valence neutron : en tirets on considère une fermeture de sous couche à  $N=40$  (cas 3 dans le texte), et en trait plein on considère une fermeture de sous couche à  $N=38$  (cas 1). La courbe calculée avec une fermeture de sous couche neutron à  $N=38$  est décalée vers le haut de façon à mettre en valeur l'accord dans les profils des courbes expérimentales et théoriques (en particulier leur symétrie), source [53].

a été décalée vers le haut afin de mettre en valeur l'accord dans les profils des courbes expérimentales et théoriques (en particulier leur symétrie). Dans cette interprétation, les valeurs au delà de  $N=40$  ( $^{68,70}\text{Ni}$ ) sont en accord avec le calcul effectué en considérant une sous couche neutron à  $N=38$  [53].

### Au delà de la séniorité

Le calcul de  $B(E2)$  pour les Ni a également été effectué en considérant une couche majeure 28-50 en proton et deux sous couches 28-40 et 40-50 en neutron (noté  $\nu \in sS_{40}$  sur la figure 4.4). En effet, la valeur expérimentale de  $B(E2)$  plus faible à  $N=40$  qu'à  $N=28$  dans les Ni a été interprétée par une fermeture de sous couche neutron à  $N=40$  [9, 59]. Dans [53], la valeur encore inconnue de  $B(E2)$  de  $^{70}\text{Ni}$  devait discriminer les deux hypothèses  $N=38$  ou  $N=40$ . Cependant la valeur de  $B(E2)$  de  $^{70}\text{Ni}$  est la seule valeur au delà de  $N=40$ , et il paraît difficile de tirer une conclusion à partir de ce seul point.

Pourtant, si on compare les résultats expérimentaux au calcul effectué en considérant une fermeture de sous couche neutron à 40, on constate qu'il reproduit bien les données expérimentales en terme d'ordre de grandeur, excepté les valeurs de  $^{56}\text{Ni}$  et  $^{70}\text{Ni}$ . La valeur expérimentale du  $^{68}\text{Ni}$  en revanche est en accord avec la valeur calculée dans ce cas de figure. La comparaison

entre cette courbe théorique et les valeurs expérimentales montre que le point à  $N=40$  est bien plus en accord que le point à  $N=28$ , ce qui tendrait à indiquer que le gap  $N=40$  est assez fort (plus que le gap  $N=28$ ). Toutefois, la valeur de  $^{56}\text{Ni}$  s'explique par la forte interaction proton-neutron qui promeut des nucléons au delà de  $Z, N=28$ .

On peut penser que la légère différence entre la courbe expérimentale et celle obtenue par le modèle de séniorité pour  $^{66}\text{Ni}$  et  $^{68}\text{Ni}$  peut s'expliquer par la diffusion des neutrons de la couche  $fp$  vers la couche  $g$ . On peut estimer cet effet à environ 0.4 et 0.8 extra neutrons dans l'orbitale  $g$  pour  $N=38$  et  $N=40$  respectivement [75]. Nous verrons par la suite que ces valeurs sont en accord avec les calculs de modèle en couche. Ces valeurs, qui ont un pouvoir uniquement explicatif, sont une extrapolation au modèle proposé dans [53].

Ces différentes considérations mettent en évidence le caractère complexe de la chaîne isotopique des Ni, et les difficultés qu'il y a à asseoir une explication globale. D'autant plus que des valeurs récentes de  $B(E2)$ , pour les isotopes stables de  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ , obtenues par mesure de temps de vie [57] ne sont pas compatibles avec les valeurs expérimentales tabulées dans [25]. Si on choisit ces valeurs, les résultats expérimentaux oscillent entre la courbe  $N=38$  et la courbe  $N=40$ .

#### 4.2.2 Calculs de modèle en couche sur les Ni

Différents calculs de type modèle en couches ont été réalisés sur la chaîne isotopique des Ni.

Des calculs ont été effectués par Kenn *et al.* [57] sur les isotopes pair-pairs stables de  $^{58-64}\text{Ni}$  avec le code ANTOINE en utilisant un cœur de  $^{56}\text{Ni}$  et une version modifiée de la force effective. Les calculs ont été effectués en autorisant l'excitation de  $t$  nucléons ( $t$  variant de 0 à 5) depuis l'orbitale  $1f_{7/2}$  vers les orbitales  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$  et  $2p_{1/2}$ . Les calculs convergent pour  $t = 5$ , mais sous estiment tout de même les données expérimentales, ce qui est interprété soit par une sous estimation des charges effectives attribuées aux protons et aux neutrons, soit par une sous estimation de l'intensité de l'interaction quadrupolaire dans l'interaction résiduelle. Ces calculs ne proposent pas de prédiction au delà de  $^{64}\text{Ni}$ , mais sont en accord avec les résultats expérimentaux présentés dans ce papier. Ils mettent en évidence que pour reproduire les données expérimentales, il faut supposer un fort couplage entre les nucléons de valence et un cœur de  $^{56}\text{Ni}$  excité ce qui révèle le caractère complexe de ces noyaux pourtant semi-magiques.

Des calculs avec le code ANTOINE ont également été réalisés sur les  $^{62-72}\text{Ni}$  [59, 58] en considérant un cœur de  $^{40}\text{Ca}$  avec 8 neutrons "gelés" dans l'orbitale  $1f_{7/2}$ , et les orbitales de valence proton  $fp$  ( $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$ ,  $2p_{1/2}$ )

et les orbitales de valence neutron  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$ ,  $2p_{1/2}$ ,  $1g_{9/2}$  (appelées  $rg$ ).

Une interaction a été construite pour cet espace en utilisant les éléments de matrice à deux corps (TBME)  $fp$  de [76] et  $rg$  de [77]. Pour les orbitales actives usuelles dans ces sous espaces, les éléments de matrice usuels ont été conservés. Comme l'interaction dans l'espace  $rg$  était définie pour un cœur de  $^{56}\text{Ni}$ , un facteur d'échelle de  $A^{1/3}$  a été appliqué pour prendre en compte le changement de rayon entre les cœurs de  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{56}\text{Ni}$ . Une charge de polarisation de  $0.5e$  pour les protons et les neutrons a été appliquée.

Lorsqu'on ajoute des protons dans la couche  $1f_{7/2}$ , l'énergie d'excitation de l'état  $\frac{9}{2}^+$  décroît, ceci est du à l'interaction attractive  $\pi 1f_{7/2} - \nu 1g_{9/2}$ . C'est pourquoi les TBME  $f_{7/2} - g_{9/2}$  de [78] ont également été pris en compte, l'énergie de particule indépendante  $\varepsilon_{g_{9/2}}$  non connue a été fixée à 9 MeV dans le  $^{41}\text{Ca}$  et la force monopolaire  $V_{f_{7/2}g_{9/2}}$  a été fixée de façon à reproduire l'énergie d'excitation de l'état  $\frac{9}{2}^+$  du  $^{57}\text{Ni}$  au niveau zéro-particule zéro-trou.

Les calculs ont été effectués avec une troncation de l'espace de valence permettant jusqu'à 6 excitations de particules de l'orbitale  $\pi 1f_{7/2}$  vers les orbitales  $fp$  en protons, et de la couche  $fp$  vers l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  en neutrons. Les isotopes  $^{64-74}\text{Ni}$  ont été calculés pour étudier leur comportement au franchissement de  $N=40$ . Les résultats sont présentés sur la figure 4.5 et résumés dans le tableau 4.1.

	$^{62}\text{Ni}$	$^{64}\text{Ni}$	$^{66}\text{Ni}$	$^{68}\text{Ni}$	$^{70}\text{Ni}$	$^{72}\text{Ni}$	$^{74}\text{Ni}$
$E(2^+)_{calc}$	1.11	1.24	1.49	1.73	1.50	1.42	1.33
$E(2^+)_{exp}$	1.173	1.346	1.425	2.033	1.259	1.096	
$BE(2)_{calc}$	775	755	520	265	410	505	690
$BE(2)_{exp}$	890(25)	760(80)	620(90)	260(60)	860(170)		
$< n_{g_{9/2}} >_{extra}$	0.24	0.43	0.67	1.19	0.73	0.45	0.27

TAB. 4.1 – Energies  $2^+$  [MeV] expérimentales et calculées avec le modèle en couche,  $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  [ $\text{e}^2\text{fm}^4$ ] expérimentaux et calculés, et nombre de neutrons en excès  $< n_{g_{9/2}} >_{extra}$  dans l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$ , source [59, 58].

Les calculs reproduisent relativement bien les valeurs d'énergie  $2^+$  sur les  $^{62-72}\text{Ni}$  et de  $B(E2)$  sur les  $^{62-68}\text{Ni}$ , cependant la valeur de  $B(E2)$  calculée pour le  $^{70}\text{Ni}$  est trop faible par rapport à la valeur expérimentale que j'ai obtenue à l'issue de mon travail.

L'analyse des fonctions d'onde montre un maximum d'excitation pour les neutrons depuis les orbitales  $\nu 1f_{5/2}$  et  $\nu 2p_{1/2}$  vers la  $\nu 1g_{9/2}$  à  $N=40$ . Ceci est déduit du nombre d'occupation de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  qui est indiqué dans le tableau 4.1 sous le terme  $< n_{g_{9/2}} >_{extra}$  et qui représente l'écart au

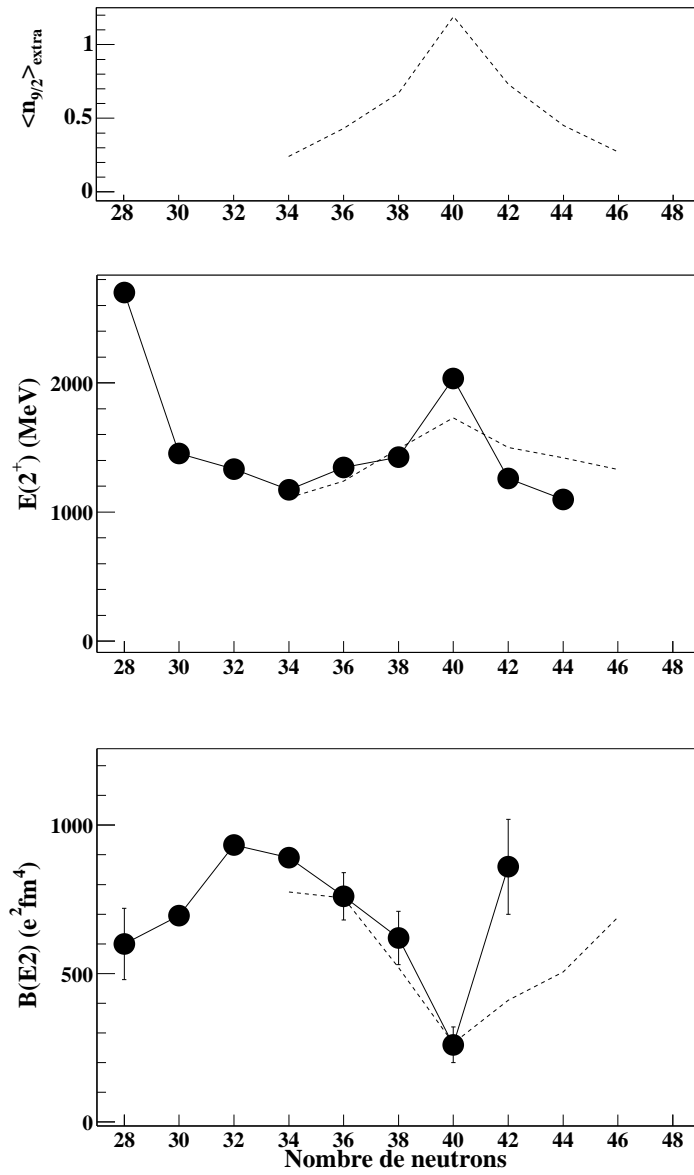


FIG. 4.5 – Nombre de neutrons en excès dans l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$ . Valeurs expérimentales des énergies  $2^+$  et de  $B(E2)$  pour la chaîne isotopique des Ni. La ligne en tirets correspond aux résultats du calcul de modèle en couches de [59, 58].

nombre d'occupation normal (c'est à dire 0 jusqu'à  $N=40$  et  $N-40$  au delà). Ce résultat est en accord avec les calculs extrapolés de la séniorité où on a vu que le nombre d'extra neutrons dans l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  doublait entre le  $^{66}\text{Ni}$  et le  $^{68}\text{Ni}$ . Ce résultat est confirmé par d'autres calculs de modèle en couches de type Monte Carlo réalisés par Langanke *et al.* [15] desquels il ressort que pour  $N=40$ , le nombre d'occupation de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  est de 2.22. Bien que les valeurs de  $\langle n_{g_{9/2}} \rangle_{extra}$  données par ces modèles diffèrent, il faut souligner que tous prévoient un maximum pour  $N=40$ . Ceci est du aux corrélations d'appariement, ou autrement dit à la diffusion de paires de neutrons vers l'orbitale intruse  $\nu 1g_{9/2}$ , qui provoquent un phénomène de superfluidité pour  $^{68}\text{Ni}$  [59]. Ainsi la couche  $fp$  n'est que partiellement remplie et la valeur de  $B(E2)$  du  $^{68}\text{Ni}$  n'est pas aussi faible que celle attendue en cas de fermeture de couche forte. Cet effet d'appariement, du à la présence de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  et renforcé par l'interaction  $\pi 1f_{7/2} - \nu 1g_{9/2}$ , a également été invoqué pour expliquer l'évolution des  $B(E2)$  sur la chaîne isotopique des Zn [79].

La constance des valeurs de  $B(E2)$  prédites au delà de  $N=40$ , proches de la faible valeur obtenue pour le  $^{68}\text{Ni}$ , est interprétée comme étant due au nombre limité de possibilités de générer une force  $E2$  au delà de  $N=40$ . Lorsqu'on atteint  $N=40$ , la couche  $fp$  est remplie et les excitations au delà de la fermeture de sous couche  $N=40$  font intervenir l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$ , qui produit un état de parité négative si on considère des excitations à  $n$  particules- $n$ trous avec  $n$  impair ; de telles excitations ne contribuent pas à la valeur du  $B(E2)$  lui même, le nombre d'excitations de neutrons s'effondre, réduisant ainsi les valeurs de  $B(E2)$  [59].

Cependant, la valeur expérimentale de  $B(E2)$  du  $^{70}\text{Ni}$  est supérieure aux prédictions du calcul, et à celle du  $^{68}\text{Ni}$ . Ceci peut s'expliquer par le fort effet d'appariement entre les orbitales neutron  $fp$  et  $g$  qui contribue à vider partiellement les orbitales de la couche  $fp$  au profit de la  $g$ . Ceci réintroduit des possibilités de faire des excitations neutrons et donc augmente la valeur de  $B(E2)$  du  $^{70}\text{Ni}$  [75].

Comme les neutrons sont des particules non chargées, ils ne participent pas directement à l'augmentation du moment quadrupolaire électrique, mais ils peuvent induire une polarisation du cœur de protons. Cet effet dépend du nombre de neutrons de valence disponibles pour créer une excitation, et de la force de l'interaction impliquée. L'écart entre la valeur expérimentale et le calcul pour le  $^{70}\text{Ni}$  pourrait être du au fait que l'interaction résiduelle utilisée pour le calcul nécessite d'être complétée. Dans la couche  $fp$  neutron, l'interaction monopolaire  $\pi 1f_{7/2} - \nu 1f_{5/2}$  entre les deux partenaires spin-orbite joue un rôle important dans ce processus de polarisation (on peut supposer que  $\pi 1f_{7/2} - \nu 2p_{3/2}$  joue un rôle également). D'autre part, les interactions proton-neutron  $\nu 1g_{9/2} - \pi 1f_{7/2}$  et  $\nu 1g_{9/2} - \pi 1f_{5/2}$  qui ne sont pas encore

bien connues, doivent également jouer un rôle important qui n'est pas encore quantifié.

Les calculs de modèle en couches qui vont au delà du  $^{68}\text{Ni}$  ne permettent pas de reproduire la valeur expérimentale de  $B(E2)$  du  $^{70}\text{Ni}$  de façon aussi précise que les valeurs des isotopes plus légers, ce qui signifie que l'interaction  $\nu 1g_{9/2} - \pi 1f_{7/2}$  a sans doute été sous estimée. C'est sans doute également ce même effet qui fait que les valeurs d'énergie  $2^+$  au delà de  $^{68}\text{Ni}$  sont moins bien reproduite que celles avant le  $^{68}\text{Ni}$ . Le résultat expérimental de ma thèse permettra de mieux préciser la force de cette interaction qui sera un ingrédient important pour la modélisation du  $^{78}\text{Ni}$  pour lequel l'orbitale  $1g_{9/2}$  est totalement remplie. De la même manière, le résultat de  $^{74}\text{Zn}$  permettra de vérifier l'intensité du terme de l'interaction  $\nu 1g_{9/2} - \pi 1f_{5/2}$  obtenu par l'étude des isotopes de Cu au delà de  $N=40$  [80].

Avec ces données sur les  $B(E2)$ , nous disposons d'un ensemble cohérent de données expérimentales permettant de déterminer la différence d'intensité entre les interactions entre les orbitales  $f$  et  $g$  de spin aligné ou non. Selon l'article de Otsuka et al. [11], cette interaction est plus forte lorsque les spins des protons et neutrons sont anti-alignés. Rappelons que cette interaction serait notamment responsable de la disparition d'autres nombres magiques (par exemple 20 au profit de 16).

### 4.2.3 Approche microscopique variationnelle

J'ai effectué des calculs sur les chaînes isotopiques des Ni, Zn et Ge. Les potentiels et les densités de probabilité de présence pour les Ni sont présentés sur les figures 4.6, 4.7 et 4.8, ceux des Ge et Zn sont mis en annexe H et I.

Les potentiels sont représentés sur des sextants  $0 \leq \gamma \leq 60$ , en fonction de la déformation  $\beta$ . Chaque ligne correspond à une équipotentielle. Sur les schémas présentés ici et en annexe, les équipotentielles sont distantes de 1 MeV, les valeurs les plus basses sont en gris clair et augmentent jusqu'au gris foncé. Les densités de probabilité de présence sont représentées dans le même repère que les potentiels.

Ce qui apparaît tout de suite lorsqu'on observe les figures du Ni, c'est que d'une part le potentiel du  $^{56}\text{Ni}$  présente des structures à différentes déformations qui indiquent une coexistence de forme dans ce noyau. D'autre part, le potentiel du  $^{68}\text{Ni}$  présente un second puits de déformation ; ce puits avait déjà été observé par M. Girod [81] dans un calcul similaire mais faisant intervenir une interaction légèrement différente de celle que nous avons utilisée pour les calculs présentés ici. On observe également la présence d'un second puits de déformation pour les noyaux voisins ( $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{66}\text{Ni}$  et  $^{70}\text{Ni}$ ). Enfin, le potentiel du  $^{78}\text{Ni}$  est très rigide et centré autour de la déformation nulle, ce



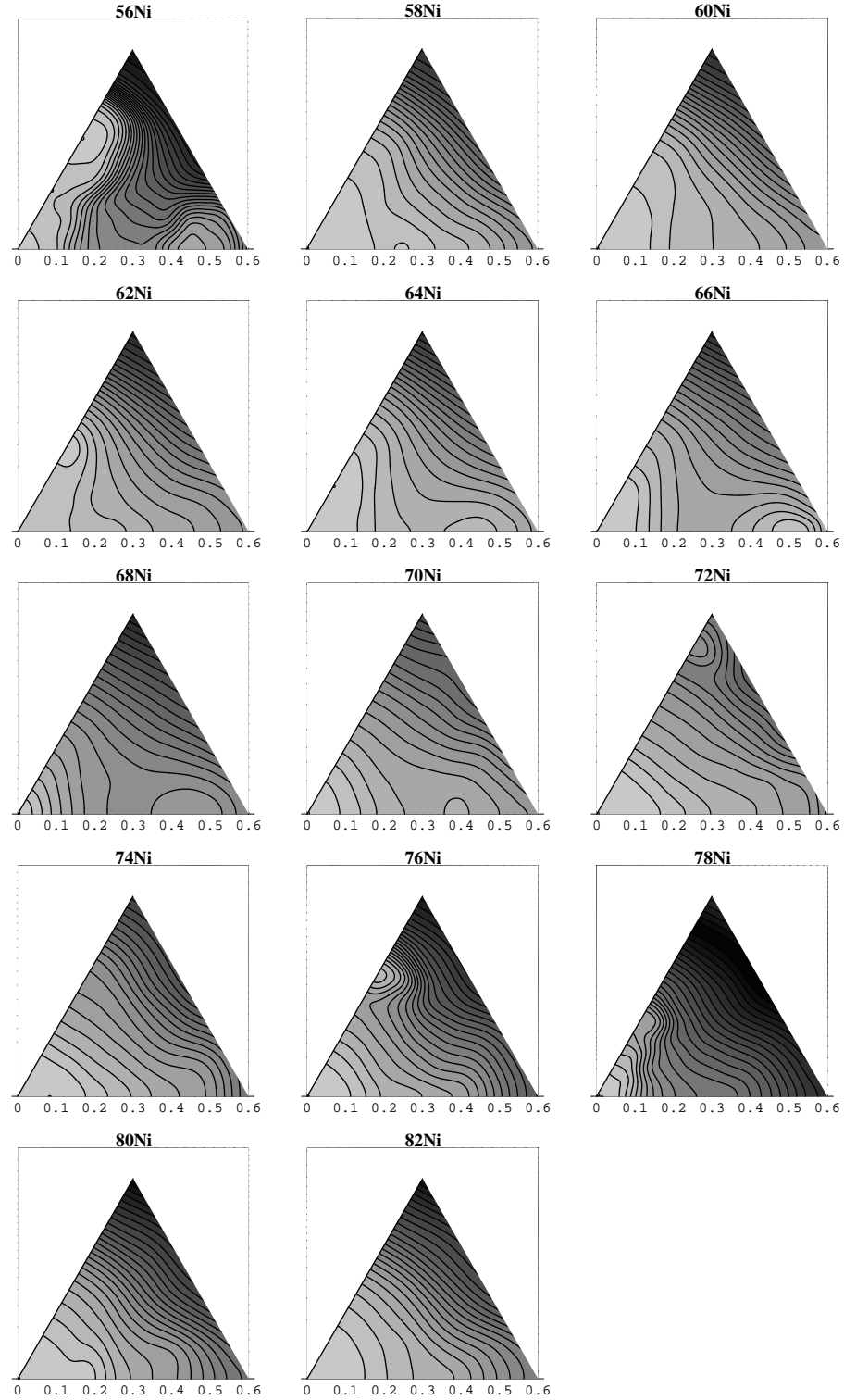


FIG. 4.6 – Cartographie des potentiels de  $^{56-82}\text{Ni}$ , en fonction de la déformation  $\beta$  pour  $0 \leq \gamma \leq 60$ . Chaque ligne correspond à une équipotentielle, distantes de 1 MeV ; les plus petites valeurs de potentiel sont en gris clair et augmentent jusqu'au gris foncé. Le nom du noyau est indiqué au dessus du potentiel.

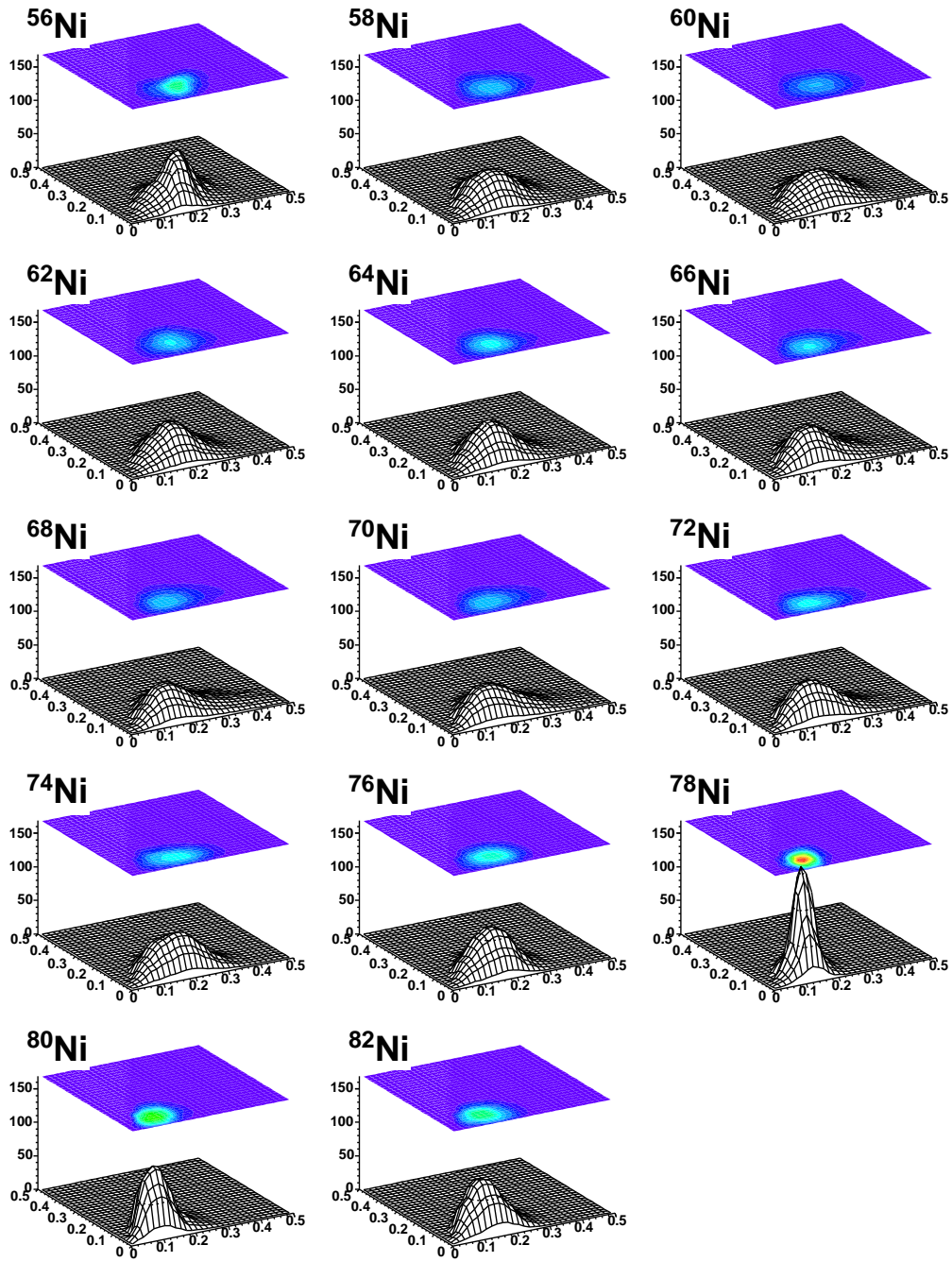


FIG. 4.7 – Densités de probabilité de présence de l'état  $0_1^+$  de  $^{56-82}\text{Ni}$  dans l'espace de déformation  $\beta$ - $\gamma$ . Les densités sont représentées en trois dimensions et au dessus de chacune, une projection sur deux dimensions est également représentée pour chaque noyau.

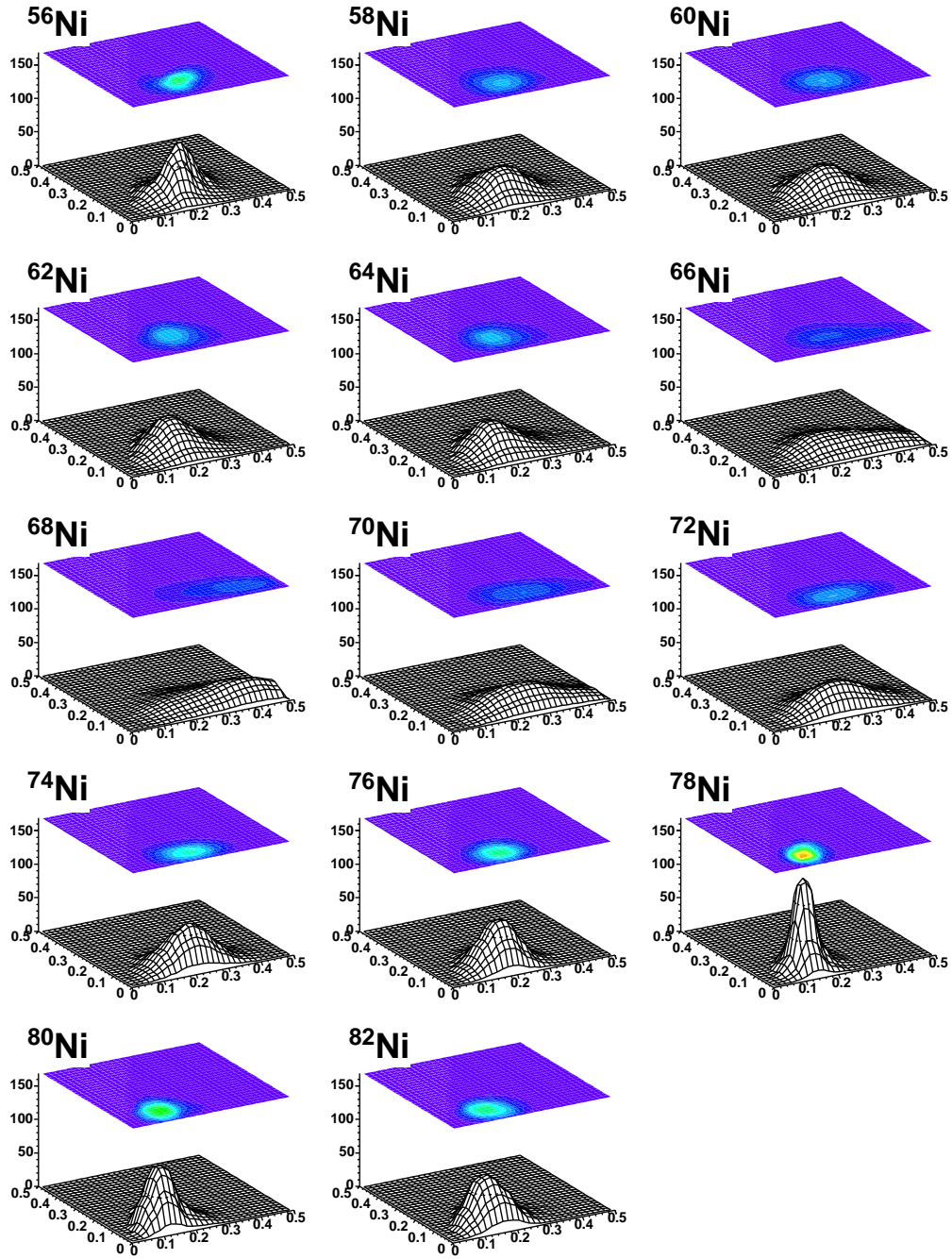


FIG. 4.8 – Densités de probabilité de présence de l'état  $2_1^+$  de  $^{56-82}\text{Ni}$  dans l'espace de déformation  $\beta$ - $\gamma$ . Les densités sont représentées en trois dimensions et au dessus de chacune, une projection sur deux dimensions est également représentée pour chaque noyau.

qui indique que ce noyau est sphérique.

Ces considérations sur les potentiels se retrouvent au niveau des densités de probabilité de présence : la fonction d'onde de l'état fondamental  $0_1^+$  du  $^{68}\text{Ni}$  est assez étalée, et d'autre part la fonction d'onde de son état  $2_1^+$  est attirée par le second puits de déformation présent dans ce noyau. On observe ce même phénomène pour les noyaux de  $^{66}\text{Ni}$  et  $^{70}\text{Ni}$ . La fonction d'onde de l'état  $0_1^+$  du  $^{78}\text{Ni}$  quant à elle, est très localisée à très faible déformation, ce qui est caractéristique d'un noyau sphérique. En revanche, la fonction d'onde de l'état  $0_1^+$  du  $^{56}\text{Ni}$  est nettement moins piquée que celle du  $^{78}\text{Ni}$  et localisée à plus grande déformation, ce qui signifie qu'il est moins sphérique.

Dans cette représentation, les courbes de densité ne peuvent pas couper les axes, c'est pourquoi un noyau sphérique ne sera pas localisé à la déformation  $\beta = 0$ . Il convient de préciser également à ce niveau que le paramètre de déformation  $\beta$  calculé ici n'est pas le "vrai" paramètre de déformation (que l'on peut obtenir expérimentalement), mais qu'il existe un facteur entre les deux.

J'ai extrait des résultats des calculs les énergies  $2_1^+$  et  $0_2^+$ , et les probabilités de transition  $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$  ( $B(E2)$ ) sur les chaînes isotopiques des Ni, Zn et Ge. Les résultats pour les énergies sont présentés sur les figures 4.9 et 4.11, et sur la figure 4.10 pour les  $B(E2)$ , que l'on compare aux résultats expérimentaux.

Les résultats expérimentaux sont dans l'ensemble bien reproduits. On peut noter les points suivants :

**Les énergies  $2_1^+$**  expérimentales varient très peu sur une même chaîne isotopique ; ceci est très bien reproduites sur les trois chaînes isotopiques dans les résultats que j'ai obtenus. Ce résultat indique qu'il existe une composante collective non négligeable dans les isotopes de Ni. En revanche la singularité à  $N=40$  sur la chaîne des Ni n'est pas reproduite par le calcul, de même que l'énergie sur  $N=28$  calculée est trop faible par rapport à l'expérience. Ceci est du au fait que les approximations du Hamiltonien de Bohr ne sont plus adaptées pour des noyaux doublement magiques. Pour de tels noyaux, le potentiel est très rigide, et l'espace de configuration défini par les coordonnées génératrices (modes quadrupolaires) n'est plus adapté. Dans ce cas, des calculs RPA (Random Phase Approximation), sont plus adaptés. Les valeurs d'énergie  $2_1^+$  calculées par S. Peru [82] avec ce modèle pour  $^{56,68,78}\text{Ni}$  sont représentées sur la figure 4.9. Les résultats obtenus sur le noyau doublement magique  $^{56}\text{Ni}$  sont en très bon accord avec l'expérience. En revanche, pour le  $^{68}\text{Ni}$ , ce calcul ne permet pas d'obtenir une valeur satisfaisante (sur la figure, la valeur calculée en RPA pour le  $^{68}\text{Ni}$  a été divisée par 2). Le potentiel de ce

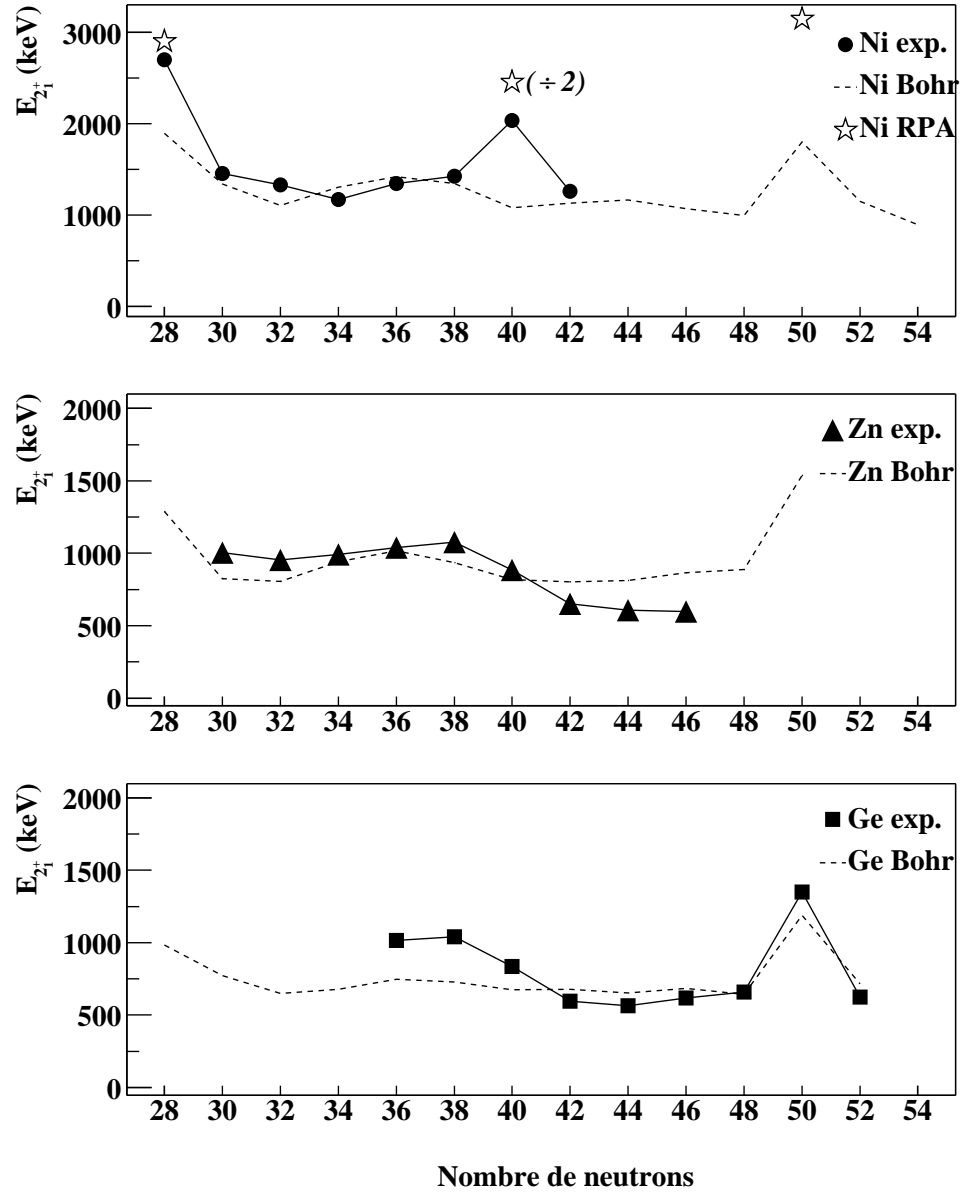


FIG. 4.9 – Energies des états  $2^+_{11}$  pour les chaînes isotopiques des Ni, Zn et Ge. Les résultats du calcul (en tirets) sont comparés aux résultats expérimentaux (• pour les Ni, ▲ pour les Zn et ■ pour les Ge).

FIG. 4.10 – Valeurs de la probabilité de transition  $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$  pour les chaînes isotopiques des Ni, Zn et Ge. Les résultats du calcul (tirets) sont comparés aux résultats expérimentaux ( $\bullet$  pour les Ni,  $\blacktriangle$  pour les Zn et  $\blacksquare$  pour les Ge).

noyau est trop rigide localement pour être représenté correctement par des calculs GCM reposant sur un étalement dans un espace collectif, mais il a un potentiel globalement trop étalé pour être modélisé parfaitement par des calculs de type RPA [82]. En particulier l'existence du second puits prolate en fait un système complexe.

**Pour les  $B(E2)$**  dans l'ensemble, les ordres de grandeur sont bien reproduits, ainsi que l'ordre des trois chaînes entre elles. Cependant, les  $B(E2)$  que j'ai obtenus sont dans l'ensemble trop grands d'environ 40%. Les calculs sur la chaîne des Zn reproduisent les résultats expérimentaux avec un décalage de deux unités de masse : le maximum à  $N=34$  et le minimum à  $N=38$  sont trouvés en  $N=32$  et  $N=36$  respectivement dans le calcul. En ce qui concerne la chaîne des Ge, on retrouve la même tendance dans les  $B(E2)$  que sur ceux du Zn avec en particulier le minimum à  $N=36$  et un maximum à  $N=32-34$ . Les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec le calcul pour les  $^{74,76}\text{Ge}$  qui sont effectivement des noyaux déformés, mais on observe un décrochage entre les deux courbes pour  $N \leq 40$ . Sur la chaîne des Ni, on reproduit bien la tendance pour  $28 \leq N \leq 34$ , avec en particulier un maximum à  $N=32$ , mais à partir de  $N=36$  la courbe théorique tend à s'éloigner de la courbe expérimentale, et le minimum à  $N=40$  n'est pas reproduit. Les  $B(E2)$  calculés sur les Ni varient peu entre  $N=38$  et  $N=48$ . Cependant, si on regarde les fonctions d'onde des états  $0_1^+$  et  $2_1^+$  des Ni (figures 4.7 et 4.8), on constate qu'à partir de  $N=38$ , ces deux états se trouvent dans deux déformations différentes : l'effet du second puits du potentiel se fait sentir, et attire fortement la fonction d'onde de l'état  $2_1^+$ , tandis que l'état  $0_1^+$  reste dans le premier puits. On aurait donc attendu un effet sur les  $B(E2)$  pour  $38 \leq N \leq 42$ , ce qui n'est pas le cas. Ceci est dû au fait que les fonctions d'onde sont très étalées et ont donc malgré tout fort un recouvrement.

On constate un très bon accord entre le calcul et les résultats expérimentaux pour les noyaux de  $^{74,76}\text{Ge}$  et  $^{72,74}\text{Zn}$ , qui sont des noyaux connus pour être déformés.

### **Effet d'un facteur d'échelle sur les paramètres de masse de $^{66,68,70}\text{Ni}$**

On observe autour de  $N=40$  dans les Ni des comportements différents par rapport au reste de la chaîne isotopique : d'une part, bien que les énergies  $0_2^+$  aient un comportement analogue à celui des énergies  $2_1^+$  (cette constance est relativement bien reproduite sur les trois chaînes, voir figure 4.11), on note cependant un comportement inattendu pour les  $^{64,66,68}\text{Ni}$  : contrairement à ce que l'on aurait pu imaginer, les énergies  $0_2^+$  calculées sont inférieures aux énergies expérimentales. En effet, on a vu au paragraphe 4.1.3 que les

paramètres de masse sont dans l'ensemble sous estimés, ce qui a pour effet attendu de surestimer les énergies de tête de bande vibrationnelle  $0_2^+$  dans les calculs, ce qui n'est pas le cas pour ces trois noyaux.

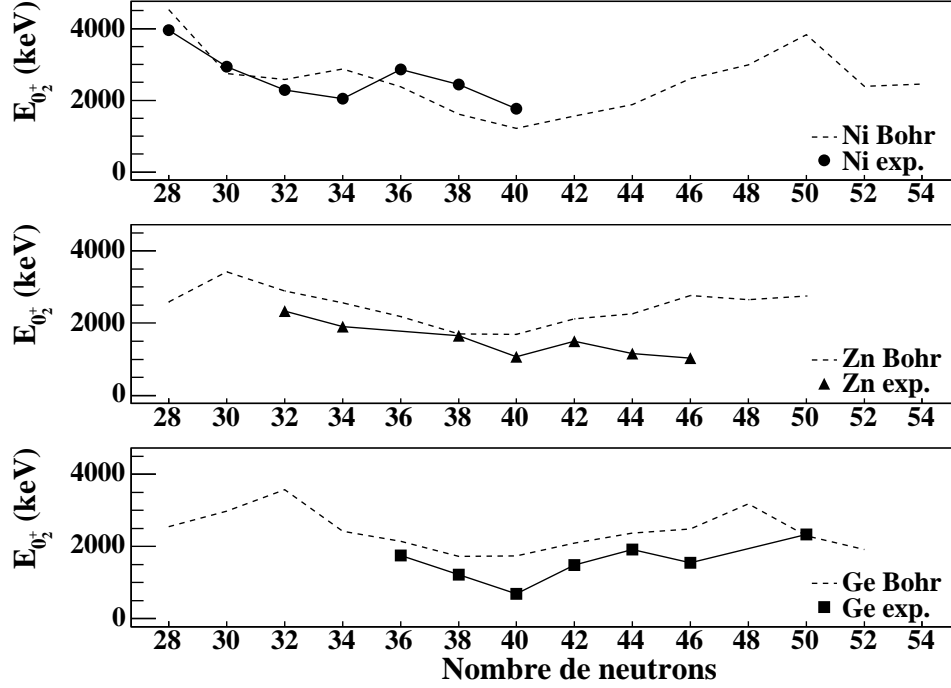


FIG. 4.11 – Energies des états  $0_2^+$  pour les chaînes isotopiques des Ni, Zn et Ge. Les résultats du calcul (en tirets) sont comparés aux résultats expérimentaux (• pour les Ni, ▲ pour les Zn et ■ pour les Ge).

D'autre part, on a vu qu'il existe un second puits de déformation pour  $38 \leq N \leq 42$  et que les fonctions d'onde sont attirées par ce puits, ce qui n'est pas le cas des isotopes voisins. Les calculs sur les noyaux de  $^{66,68,70}\text{Ni}$  ( $N=38,40,42$ ) ont donc été refaits en appliquant un facteur 1.4 aux paramètres de masse, les résultats en ce qui concerne les énergies  $0_2^+$ ,  $2_1^+$  et le  $B(E2)$  sont reportés sur la figure 4.12.

On constate sur les énergies  $2_1^+$  que le fait de modifier les paramètres de masse ne permet pas de reproduire la singularité à  $N=40$ . En revanche, ce qui n'apparaît pas sur ces graphiques, c'est que l'énergie  $0_2^+$  calculée avec ces paramètres de masse corrigés est inférieure à l'énergie  $2_1^+$ , ce qui est conforme à l'expérience. Les  $B(E2)$  sont diminués d'environ 20%, en revanche le minimum à  $N=40$  n'est toujours pas reproduit.



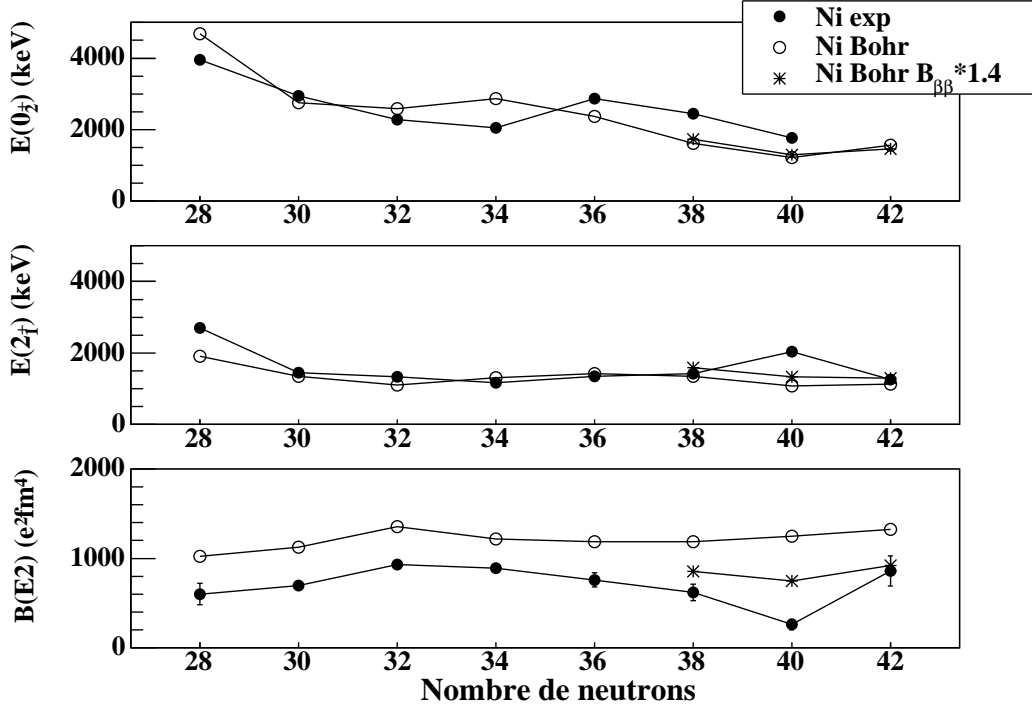


FIG. 4.12 – Energies  $0_2^+$ ,  $2_1^+$  et  $B(E2)$  des  $^{66,68,70}\text{Ni}$  calculés en affectant un facteur 1.4 aux paramètres de masse. Les résultats de ce nouveau calcul (étoiles \*) sont comparés au calcul précédent (marqueurs creux  $\circ$ ) et aux données expérimentales (marqueurs pleins  $\bullet$ ).

#### 4.2.4 Résumé des résultats sur N=40

Le modèle de séniorité donne un éclairage qualitatif sur ce qui se déroule autour de N=40 en mettant en évidence l'effet de la diffusion de neutrons vers l'orbitale  $g_{9/2}$  dont il faut tenir compte pour reproduire les résultats sur les Zn. Ce modèle semble trouver ses limites en ce qui concerne les Ni et il est difficile de conclure sur cette chaîne isotopique.

Les calculs de modèle en couches sur les Ni permettent de quantifier cet appariement induit par la présence de l'orbitale intruse  $1g_{9/2}$  pour N=40. On constate toutefois que ce modèle reproduit moins bien les données expérimentales au delà du  $^{68}\text{Ni}$ , en raison du peu d'information expérimentales dont on dispose actuellement pour contraindre les calculs. Les valeurs expérimentales dans les Ni et Zn vont permettre de mieux évaluer les contributions des interactions  $\pi f_{5/2} - \nu g_{9/2}$  et  $\pi f_{7/2} - \nu g_{9/2}$ .

Les valeurs expérimentales de  $B(E2)$  des noyaux collectifs tels que  $^{74,76}\text{Ge}$

ou  $^{72}\text{Zn}$  sont très bien reproduites par les calculs variationnels qui sont le plus adaptés. Ces calculs de type hamiltonien de Bohr reproduisent également bien les valeurs expérimentales d'énergies  $2^+$  sur toute la chaîne des Ni et Zn, ce qui signifie, aussi surprenant que cela puisse paraître, que ce modèle est relativement adapté pour reproduire ces noyaux. Dans ce paysage, le  $^{68}\text{Ni}$  apparaît comme un noyau complexe, qui nécessite d'être étudié plus en détail d'un point de vue théorique afin de comprendre les singularités qu'il présente. On peut considérer que les valeurs expérimentales d'énergie  $2^+$  et de  $B(E2)$  de  $^{68}\text{Ni}$  sont des singularités qu'il s'agit d'étudier plus avant, et non des signes forts d'une fermeture de couche  $N=40$ .

#### 4.2.5 Systématique des états de basse énergie des isotones $N=51$

Les études de décroissance radioactive effectuées auprès du séparateur PARRNe, et décrites dans le chapitre 3, ont pour objet des noyaux possédant un nombre de neutrons "magique"  $N=50$  ainsi que des noyaux possédant un nombre de neutrons  $N=51$ . Ces derniers sont décrits par des états où le nombre de neutrons correspond à une situation dite fermée ( $N=50$ ) avec un neutron supplémentaire au dessus du "gap". L'étude de ces noyaux nous permet ainsi, en s'éloignant de plus en plus de la vallée de stabilité, de tester la force du "gap" 50 d'une part, et d'autre part d'étudier l'évolution des niveaux de particule individuelle neutrons pour des noyaux se rapprochant de plus en plus du fatidique noyau supposé doublement magique  $^{78}\text{Ni}$ . Nous commencerons par analyser les résultats obtenus lors de l'expérience de décroissance  $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$ .

Nos expériences ont mis en évidence deux états dans  $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$ , fournissant ainsi des données spectroscopiques pour le noyau le plus exotique jusqu'ici étudié sur cette chaîne isotopique ( $Z=32$ ) et isotonique ( $N=51$ ). Afin d'essayer de comprendre et d'analyser les résultats que nous avons obtenus, il est nécessaire de comparer le noyau  $^{83}\text{Ge}$  aux isotones  $N=51$  depuis le  $^{91}_{40}\text{Zr}$  jusqu'à son impair voisin le plus immédiat connu à ce jour  $^{85}_{34}\text{Se}$ .

La figure 4.13 représente les schémas de niveaux des noyaux ayant un nombre de neutrons  $N=51$  du  $^{91}\text{Zr}$  au  $^{83}\text{Ge}$  [83, 84, 85, 86, 87, 88]. Les états fondamentaux du  $^{91}\text{Zr}$  au  $^{85}\text{Se}$  sont clairement  $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ , on peut donc raisonnablement penser, sauf changement de structure imprévisible, que l'état fondamental de  $^{83}\text{Ge}$  est également  $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ , correspondant à un état de particule  $\nu d_{5/2}$  (voir figure 4.14).

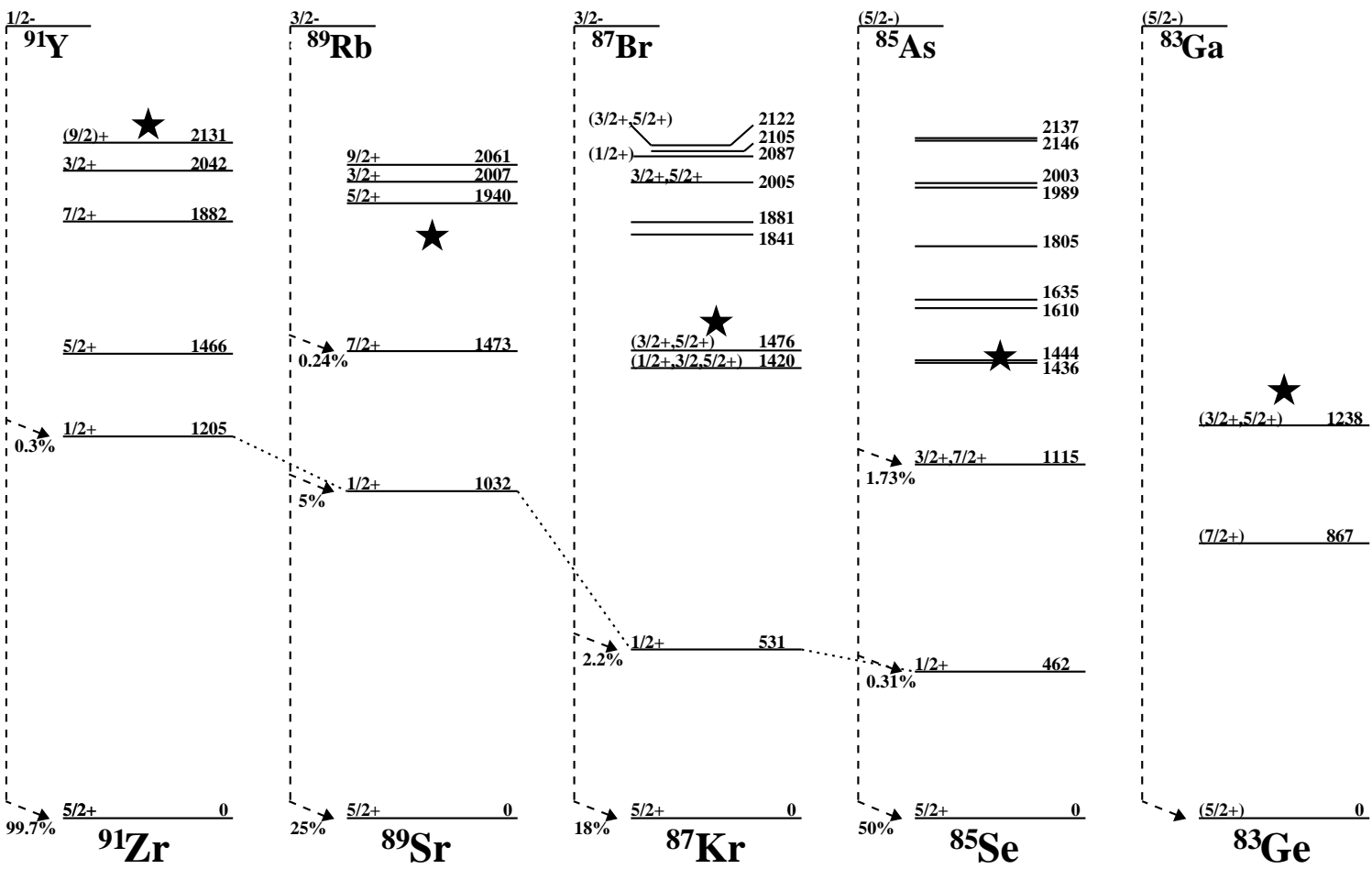


FIG. 4.13 – Systématique N=51. Les étoiles (★) indiquent l'énergie  $2^+$  du noyau pair-pair ( $E_{2^+}(^{90}\text{Zr})=2186$  keV,  $E_{2^+}(^{88}\text{Sr})=1836$  keV,  $E_{2^+}(^{86}\text{Kr})=1564$  keV,  $E_{2^+}(^{84}\text{Se})=1454$  keV et  $E_{2^+}(^{82}\text{Ge})=1348$  keV). Seuls les rapports d'embranchement qui sont discutés dans le texte ont été reportés sur la figure.

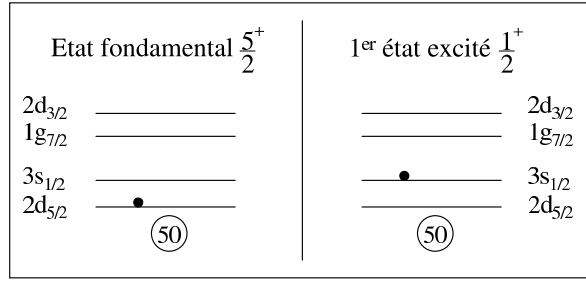


FIG. 4.14 – Schéma de niveaux de particules individuelles neutrons pour  $N=51$ .

### Etats fondamentaux des noyaux alimentant les isotones $N=51$

Les états fondamentaux des noyaux pères de la chaîne isotonique  $N=51$  sont impairs en protons et sont proposés dans la littérature de parité négative pour  $^{91}\text{Y}$ ,  $^{89}\text{Rb}$  et  $^{87}\text{Br}$  [89, 90, 91], appartenant respectivement, depuis  $^{91}\text{Y}$  jusqu'à  $^{87}\text{Br}$ , aux couches  $\pi p_{1/2}$  et  $\pi p_{3/2}$ , avec cet ordre pour les orbitales protons proposé dans [92], on peut représenter également  $^{85}\text{As}$  et  $^{83}\text{Ge}$  comme appartenant à la couche  $\pi f_{5/2}$  (voir figure 4.15).

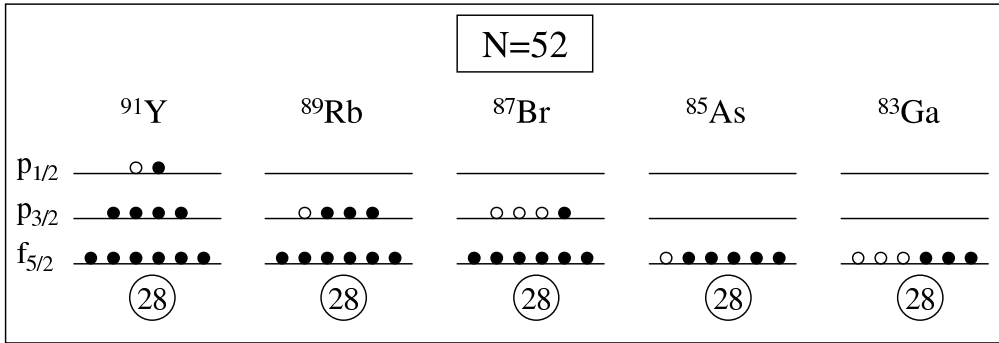


FIG. 4.15 – Schéma des occupations d'orbitales protons dans la couche  $fp$  au delà de  $Z=28$  pour des noyaux possédant un nombre de neutrons  $N=52$ . L'ordre des orbitales représenté ici provient de [92] et de la systématique des spins des noyaux  $N=52$  impairs en protons lorsqu'ils ont été déterminés.

Les règles de décroissance  $\beta$  devraient donc favoriser des transitions permises vers les états de parité négative des isotones  $N=51$ . Les états de parités négatives dans les noyaux proches de  $^{83}\text{Ge}$  sont situés à haute énergie. A titre d'exemple, le premier état de parité négative observé dans le noyau  $^{87}\text{Kr}$  se situe à 3.7 MeV et est alimenté à 0.15% [87, 88]. Par ailleurs, plus on s'éloigne

de la stabilité et plus le seuil d'émission neutron est situé bas en énergie. Pour  $^{85}\text{Se}$  ce seuil se situe à 4.55 MeV, et pour  $^{83}\text{Ge}$  à 3.5 MeV ; bien plus bas que l'énergie prédite pour les états de parité négative. Les transitions Gamov-Teller permises seront très peu, voire pas du tout, observées dans les noyaux que nous étudions.

### Premiers états excités sur N=51

Dans ces noyaux, on s'attend à ce que les premiers états excités soient issus du couplage  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$ . Le centre de gravité d'un tel multiplet doit être centré autour de l'énergie  $2^+$  du cœur pair pair (représentée par une étoile dans la systématique des niveaux d'énergie sur N=51 de la figure 4.13).

Dans le noyau de  $^{89}\text{Sr}$ , il existe un multiplet d'états  $\frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+, \frac{7}{2}^+, \frac{9}{2}^+$ , centré autour de l'énergie  $2^+$  du  $^{88}\text{Sr}$ , qui est interprété comme le résultat du couplage  $2^+ \otimes (\nu d_{5/2})$  [93]. Dans ce multiplet, on peut noter que l'état  $\frac{7}{2}^+$  à 1.47 MeV est abaissé par rapport aux autres qui se situent autour de 2 MeV (voir figure 4.13).

Ceci n'est pas étonnant, en effet dans l'approximation où on considère un neutron célibataire faiblement couplé à un cœur pair-pair (limite du couplage faible) pour décrire les états du noyau (comme c'est le cas ici), les fonctions d'onde du noyau peuvent s'écrire  $|J_c j J M\rangle$  où  $J_c$  est le moment angulaire du cœur,  $j$  est celui du neutron célibataire,  $J$  et  $M$  sont le moment angulaire total du noyau et sa projection suivant l'axe  $z$ . En l'absence d'une interaction entre le cœur et la particule, tous les états caractérisés par les mêmes valeurs de  $J_c$  et  $j$ , mais des valeurs différentes de  $J$  et  $M$  sont dégénérés. Toute interaction entre le cœur et la particule lève la dégénérescence entre les états du multiplet, ne laissant que celle en  $M$  (cas sphérique). Dans ces conditions, on peut montrer que la dépendance angulaire dans le cas d'une interaction quadripolaire entre le cœur et la particule possède une dépendance suivant :

$$\Delta E_k(J) \propto (-1)^{J_c+j+J} \left\{ \begin{matrix} J_c & j & J \\ j & J_c & k \end{matrix} \right\}$$

Ici on se place dans l'hypothèse  $k = 2$  car on considère que l'interaction quadripolaire est la composante dominante de l'interaction résiduelle entre le cœur et la particule ce qui est justifié qualitativement par le fait que cette composante correspond à la partie longue portée de l'interaction (pour plus de détails on pourra se référer à [52]). Le facteur de proportionnalité est le même quel que soit  $J$ . Dans le cas qui nous intéresse ici d'un couplage  $2^+ \otimes (\nu d_{5/2})$ , on a donc  $J_c = 2$ ,  $j = \frac{5}{2}$ , et  $J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$  ; les valeurs de  $\Delta E_k$  correspondantes sont proportionnelles à :  $\Delta E_k(\frac{1}{2}) = +0.16329$ ,  $\Delta E_k(\frac{3}{2}) = +0.05832$ ,  $\Delta E_k(\frac{5}{2}) = -0.05832$ ,  $\Delta E_k(\frac{7}{2}) = -0.09915$ , et  $\Delta E_k(\frac{9}{2}) = +0.05832$ .

On constate que le membre  $J = \frac{7}{2}$  du multiplet est le plus abaissé, ce qui est en accord avec ce qui est observé expérimentalement.

Dans le spectre de  $^{87}\text{Kr}$ , le multiplet semble observé autour de 1.4 MeV, malgré l'absence de détermination expérimentale de tous les membres du multiplet. En particulier l'état  $\frac{7}{2}^+$  n'a pas été observé dans ce noyau, ce qui est difficilement explicable.

En revanche, dans la décroissance de  $^{85}\text{As}$  vers  $^{85}\text{Se}$ , le spin du noyau père change comme on l'a vu (le niveau fondamental de  $^{85}\text{As}$  est proposé  $\frac{5}{2}^-$ , appartenant à l'orbitale  $\pi f_{5/2}$ ) et l'alimentation de niveaux de spin  $\frac{7}{2}^+$  est première interdite ( $\Delta J = 1, \Delta\pi = -$ ). On retrouve en effet un état possiblement  $\frac{7}{2}^+$ , alimenté à 1.73% dans le spectre de  $^{85}\text{Se}$  à 1.11 MeV, qui se détache d'un ensemble d'états autour de 1.4 MeV. On peut donc estimer que cet état à 1.11 MeV est analogue à celui observé à 1.47 MeV dans  $^{89}\text{Sr}$  et que le multiplet  $2^+ \otimes (\nu d_{5/2})$  est également présent dans ce noyau parmi les niveaux autour de 1.4 MeV pour lesquels aucun spin n'a été attribué dans la référence [94]. Le centre de gravité du multiplet se situe autour de l'énergie de l'état  $2^+$  du cœur pair-pair de  $^{84}\text{Se}$  qui vaut 1454 keV [95].

Dans la systématique des isotones  $N=51$ , le premier état excité est un état  $\frac{1}{2}^+$ . Cet état ne cesse de décroître en énergie à mesure que  $Z$  diminue, depuis  $^{91}\text{Zr}$  jusqu'à  $^{85}\text{Se}$ . L'interprétation de cet état pourrait soit correspondre à l'état  $\frac{1}{2}^+$  du multiplet  $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ , soit correspondre à un état de particule individuelle ici  $\nu 3s_{1/2}$  (voir figure 4.14). Des expériences de transfert effectuées sur  $^{91}\text{Zr}$  [83],  $^{89}\text{Sr}$  [84],  $^{87}\text{Kr}$  [85] indiquent clairement le spin  $\frac{1}{2}^+$  et la nature  $l = 0$  de cet état. Il est ainsi clair que du moins pour les trois noyaux de  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ , et  $^{87}\text{Kr}$  ce niveau correspond à un état de particule individuelle  $\nu 3s_{1/2}$ , y compris après la chute brutale en énergie entre  $^{89}\text{Sr}$  et  $^{87}\text{Kr}$ . Le fait que ce niveau  $\frac{1}{2}^+$  soit abaissé en énergie lorsqu'on devient de plus en plus riche en neutrons pourrait être interprété comme le reflet de la diminution du gap entre les deux sous couches neutron  $2d_{5/2}$  et  $3s_{1/2}$ .

L'état  $\frac{1}{2}^+$  observé dans  $^{85}\text{Se}$  à 462 keV devrait donc avoir la même nature [94]. Dans  $^{83}\text{Ge}$ , un état  $\frac{1}{2}^+$  semble avoir été faiblement observé à 260 keV lors d'une expérience de transfert avec faisceau radioactif  $^{82}\text{Ge}(d, p)^{83}\text{Ge}$  [96].

Un état faisant partie du multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$ , doit avoir un comportement suivant le nombre de neutrons similaire à celui de l'état d'énergie  $2^+$  du centre de gravité du multiplet. Les rapports entre l'énergie de l'état  $2^+$  du cœur pair-pair et les énergies des états  $\frac{1}{2}^+$  et  $\frac{7}{2}^+$ , sont reportés sur la figure 4.16. On constate que dans le cas de l'état  $\frac{7}{2}^+$  le rapport reste constant, ce qui confirme qu'il appartient bien au multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$ ; en revanche, pour l'état  $\frac{1}{2}^+$ , le rapport évolue en fonction du nombre de neutrons, et est décorrélé de l'énergie  $2^+$ , on en déduit que cet état ne fait pas partie du multiplet et est

donc très probablement un état de particule individuelle  $\nu s_{1/2}$  y compris dans les noyaux de  $^{85}\text{Se}$  et  $^{83}\text{Ge}$ .

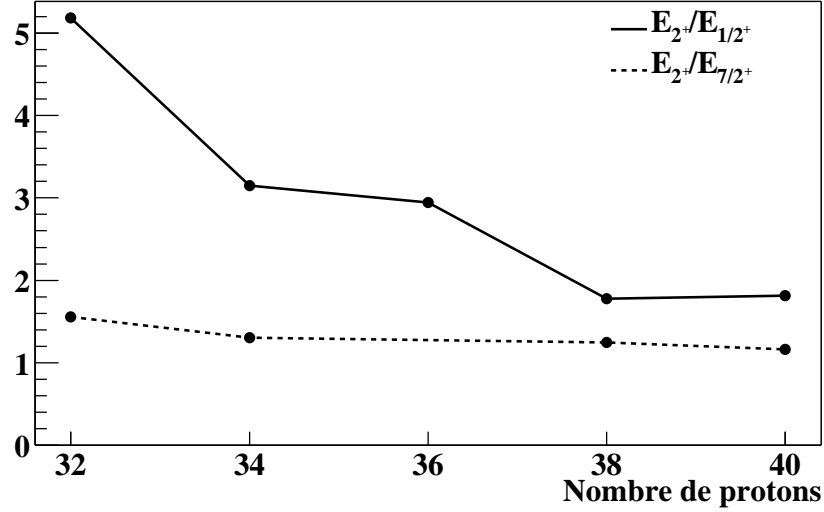


FIG. 4.16 – Rapport de l'énergie de l'état  $2^+$  du cœur pair-pair ( $N=50$ ) sur l'énergie de l'état  $\frac{1}{2}^+$  (en trait plein) et sur l'énergie de l'état  $\frac{7}{2}^+$  (en tirets) du noyau considéré ( $N=51$ ) en fonction du nombre de protons.

### Deux transitions observées dans $^{83}\text{Ge}$

Les deux transitions que nous avons observées dans le  $^{83}\text{Ge}$  ont des intensités semblables, on peut donc supposer qu'elles ont la même nature spectroscopique et qu'elles font toutes deux partie du multiplet. Par analogie avec  $^{85}\text{Se}$ , on peut proposer le spin  $\frac{7}{2}^+$  au niveau de plus basse énergie à 867 keV. Cette hypothèse est confirmée par la valeur du rapport de l'énergie  $2^+$  du cœur pair-pair de  $^{82}\text{Ge}$  sur l'énergie de l'état proposé  $\frac{7}{2}^+$  à 867 keV. Sur la figure 4.16 la valeur de ce rapport est proche de celle calculée pour les isotones.

Dans le spectre de  $^{85}\text{Se}$ , aucun spin n'est assigné pour les états situés au dessus de 1.2 MeV. On note toutefois la présence d'un niveau plus alimenté que les autres à 1.80 MeV, qui décroît vers le niveau fondamental avec une intensité similaire à celle de la transition à 1.11 MeV. On peut donc supposer que cet état à 1.80 MeV est analogue à l'état à 1238 keV que nous observons dans  $^{83}\text{Ge}$ . D'autre part, ce niveau à 1238 keV étant bien alimenté également, on peut supposer qu'il s'agit d'une transition première interdite

$\Delta J = 0, 1$ ,  $\Delta\pi = -$ . Sachant que le spin du noyau père de  $^{82}\text{Ga}$  est proposé comme étant  $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ , le spin de cet état à 1238 est donc proposé  $\frac{5}{2}^+$  ou  $\frac{3}{2}^+$ .

### Un niveau non observé dans $^{83}\text{Ge}$

L'état  $\frac{1}{2}^+$  n'a pas été observé dans la décroissance de  $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$ , nous allons voir ici pourquoi.

Dans la décroissance  $\beta$  de  $^{89}\text{Rb}_{52}$ , l'état  $\frac{1}{2}^+$  de  $^{89}\text{Sr}_{51}$  est alimenté à 5% [86]. Dans la décroissance  $\beta$  de  $^{87}\text{Br}_{52}$ , l'état  $\frac{1}{2}^+$  de  $^{87}\text{Kr}_{51}$  est alimenté à 2.2% [87]. Dans ces deux noyaux, l'alimentation de l'état  $\frac{1}{2}^+$  est du même ordre de grandeur. Dans la décroissance  $\beta$  de  $^{85}\text{As}_{52}$ , l'état  $\frac{1}{2}^+$  de  $^{85}\text{Se}_{51}$  est alimenté à 0.31% [94]. On observe un changement d'un ordre de grandeur dans l'alimentation de l'état  $\frac{1}{2}^+$  entre ce noyau et les deux précédents.

On vient de voir que cet état  $\frac{1}{2}^+$  correspond à un état de particule  $\nu 3s_{1/2}$  (voir figure 4.14). En revanche le spin de l'état fondamental du père change entre le  $^{87}\text{Br}$  et le  $^{85}\text{As}$ . C'est ce qu'on peut voir sur la figure 4.15 où sont schématisées les occupations d'orbitales  $fp$  protons des noyaux impairs  $Z=31-39$  et  $N=52$ . Dans ce schéma, les orbitales sont dans l'ordre croissant d'énergie  $f_{5/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$ , comme proposé par Winger *et al.* [92].

Le spin et la parité des états fondamentaux de  $^{87}\text{Br}$  et  $^{89}\text{Rb}$  sont observés  $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ . On peut donc supposer que ces états sont formés respectivement par une particule et par un trou dans l'orbitale proton  $\pi 2p_{3/2}$  si on applique strictement l'image du modèle en couches. Suivant cette image, l'état fondamental de  $^{85}\text{As}$ , est formé d'un trou dans l'orbitale  $\pi 1f_{5/2}$ , avec  $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ .

C'est ce changement d'orbitale proton dans les noyaux pères qui est probablement à l'origine d'un changement des alimentations des états des noyaux fils et donc de la différence des intensités d'alimentation  $\beta$  observées entre les décroissances de  $^{87}\text{Br}$  et de  $^{85}\text{As}$  : La transition  $\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+$  (dans les décroissances de  $^{89}\text{Rb}$  et  $^{87}\text{Br}$ ) est première interdite ( $\Delta J = 1$ ,  $\Delta\pi = -$ ), tandis que la transition  $\frac{5}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+$  (dans la décroissance de  $^{85}\text{As}$ ) est première interdite unique ( $\Delta J = 2$ ,  $\Delta\pi = -$ ). C'est ce qui explique la différence d'un ordre de grandeur que l'on observe entre les rapports d'embranchement dans les décroissances de  $^{87}\text{Br}$  vers  $^{87}\text{Kr}$  (5%) et de  $^{89}\text{Rb}$  vers  $^{89}\text{Sr}$  (2.2%) d'une part et dans la décroissance de  $^{85}\text{As}$  vers  $^{85}\text{Se}$  (0.31%) d'autre part.

Dans ce schéma, la configuration proton susceptible de décrire l'état fondamental de  $^{83}\text{Ga}$  est  $(f_{5/2})^3$  (voir figure 4.15), ce qui donne  $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ , on est donc dans une situation similaire à celle de la décroissance de  $^{85}\text{As}$  pour lequel on a également  $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ . On s'attend donc à ce que l'alimentation de l'état fondamental de  $^{83}\text{Ge}$  soit très favorisée dans la décroissance  $\beta$ , comme c'est le cas pour  $^{85}\text{Se}$ . Par ailleurs, 40% de la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$  se fait par  $\beta n$



vers le  $^{82}\text{Ge}$ . Compte tenu de la production de  $^{83}\text{Ga}$  que nous avons obtenue lors de l'expérience, il est normal que seules les transitions les plus intenses aient été observées. Un niveau alimenté par une transition de type première interdite unique ne pouvait pas ressortir dans nos données, c'est pourquoi il nous a été impossible d'observer la transition reliant un hypothétique état  $\frac{1}{2}^+$  à l'état fondamental.

Les réactions de transfert favorisent la population d'états possédant un caractère de particule individuelle marqué comme par exemple un état  $\nu 3s_{1/2}$ , ce qui est le cas de l'état  $\frac{1}{2}^+$  observé à basse énergie dans les noyaux de  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{89}\text{Sr}$  et  $^{87}\text{Kr}$ , et comme on a montré que c'était également très probablement le cas de ce même état  $\frac{1}{2}^+$  dans  $^{85}\text{As}$  et  $^{83}\text{Ge}$ . C'est pourquoi lors de l'expérience de réaction de transfert de neutron sur  $^{82}\text{Ge}$  réalisée en cinématique inverse seul cet état  $\frac{1}{2}^+$  a été observé [96].

# Chapitre 5

## Conclusion

En utilisant le processus d'excitation coulombienne nous avons déterminé les valeurs de  $B(E2)$  des noyaux de  $^{70}\text{Ni}$  et  $^{74}\text{Zn}$  poussant d'un cran la connaissance de ces deux chaînes isotopiques. Avec la valeur de  $860(170) \text{ e}^2\text{fm}^4$  pour le noyau de  $^{70}\text{Ni}$ , on observe une remontée rapide du  $B(E2)$  par rapport au noyau voisin de  $^{68}\text{Ni}$ ; la valeur de  $1960(140) \text{ e}^2\text{fm}^4$  pour le noyau de  $^{74}\text{Zn}$  correspond, elle, à une légère remontée des valeurs de  $B(E2)$  (voir figure 2.25).

Dans ce manuscrit, j'ai comparé mes résultats expérimentaux avec différents calculs : séniorité, modèle en couche et calculs variationnels.

Il ressort de cette analyse qu'il existe une certaine collectivité dans les noyaux pourtant semi magiques de Ni, mais aussi dans les noyaux de Zn qu'on aurait pu imaginer tout aussi rigides puisqu'ils ne possèdent que deux protons de plus que les Ni. Une telle collectivité, probablement d'origine vibrationnelle, a récemment été invoquée [97] comme l'origine possible de la "non observation" d'isomères  $8^+$  dans les  $^{72,74}\text{Ni}$  [13]. De manière générale, ce qui fait la richesse de la structure des noyaux de Ni excédentaires en neutrons, c'est qu'elle est le résultat de l'influence conjuguée d'une fermeture de couche en protons correspondant à  $Z=28$  et de la présence d'une orbitale neutrons de grand moment orbital  $\nu 1g_{9/2}$  favorisant les effets d'appariement. Sous l'effet de ces corrélations d'appariement, les neutrons forment des paires qui diffusent sur les différentes composantes de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$ , ce qui sera favorisé dans un noyau déformé où la levée de dégénérescence de ces différentes composantes est rapide.

Les calculs de modèle en couches confirment qu'il y a de la diffusion de paires de neutrons dans l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  et montrent qu'elle est maximale pour le noyau de  $^{68}\text{Ni}$  (voir figure 4.5). La faible valeur de  $B(E2)$  de  $^{68}\text{Ni}$ , plus faible encore que celle de  $^{56}\text{Ni}$ , noyau à caractère doublement magique pourtant bien établi, semble provenir d'un compromis entre la difficulté de

créer des excitations 2particules-2trous neutrons au travers d'un gap à  $N=40$  sensiblement important d'une part, et d'autre part le gain en énergie lié à l'appariement de deux neutrons dans l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$ . Pour plus de détails sur l'origine de la valeur du  $B(E2)$  pour  $^{68}\text{Ni}$  on se référera à [15]. Néanmoins, et contrairement aux prédictions du calcul de QRPA de cette référence, nous avons mis en évidence expérimentalement la brusque remontée de la valeur de  $B(E2)$  pour le noyau de  $^{70}\text{Ni}$ . Conservant l'idée clef que l'interaction d'appariement favorise grandement l'occupation de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$ , la brusque remontée que j'ai observée pour le  $B(E2)$  du noyau de  $^{70}\text{Ni}$  peut s'expliquer dans ce contexte par le fait que cet isotope possède 42 neutrons, donc deux neutrons naturellement dans l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$ , en plus des paires de neutrons déjà diffusées, qui vont augmenter les possibilités de faire des excitations  $2^+$ .

Les diffusions de neutrons dans l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  vont tendre à déformer le noyau, ce que l'on voit très bien dans les calculs variationnels que j'ai effectués : les potentiels des noyaux de  $^{66,68,70}\text{Ni}$  présentent un second puits en déformation qui attire la fonction d'onde du premier état  $2^+$ , et qui peut être interprété par l'influence de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$ , qui lorsqu'elle est occupée favorise la déformation du noyau. Cet effet de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  semble moins marqué dans les noyaux de Zn, où l'on observe toutefois une déformation du puits pour les  $^{72,74,76}\text{Zn}$ , en milieu d'occupation de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$ .

Cette présence d'une population significative de neutrons dans l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  va avoir une influence sur l'énergie effective des orbitales de protons  $\pi 1f_{7/2}$  et  $\pi 1f_{5/2}$  au travers de la partie monopolaire de l'interaction résiduelle proton-neutron. Dans les isotopes lourds de Ni, cette population, favorisée par la diffusion de paires, va mettre donc en jeu l'interaction proton-neutron entre les orbitales  $\nu 1g_{9/2} - \pi 1f_{7/2}$  avant même que l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  soit effectivement occupée. Dans les Zn c'est l'interaction proton-neutron entre les orbitales  $\nu 1g_{9/2} - \pi 1f_{5/2}$  qui va entrer en jeu.

Tout se passe comme si les neutrons  $\nu 1g_{9/2}$  exerçaient un effet "d'entraînement" sur les protons dans les orbitales sous jacentes, augmentant ainsi la valeur de la probabilité de transition  $B(E2)$ . L'intensité de ces composantes de l'interaction résiduelle ( $\nu 1g_{9/2} - \pi 1f_{7/2}$  et  $\nu 1g_{9/2} - \pi 1f_{5/2}$ ) est encore sans doute mal maîtrisée, donnant lieu aux différences que l'on observe entre les calculs de modèle en couches et le résultat expérimental pour le  $^{70}\text{Ni}$ . Pour ce noyau en effet, l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  commence à être effectivement occupée et l'interaction  $\nu 1g_{9/2} - \pi 1f_{7/2}$  devient plus importante. De même pour le noyau de  $^{74}\text{Zn}$ , on est en milieu d'occupation de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$  et l'interaction  $\nu 1g_{9/2} - \pi 1f_{5/2}$  doit être maximale pour ce noyau. Les valeurs de  $B(E2)$  de cette thèse vont permettre d'étendre notre connaissance dans cette région et en particulier de mieux définir cette partie de l'interaction résiduelle.

Par ailleurs, des mesures d'excitation coulombienne sont effectuées sur

REX-ISOLDE, donc à basse énergie. De récentes expériences ont été réalisées sur les noyaux de  $^{74,76,78}\text{Zn}$ , et une nouvelle expérience est prévue sur  $^{68,70}\text{Ni}$ . Les résultats de l'analyse de ces deux expériences permettront de comparer les résultats de  $B(E2)$  obtenus par excitation coulombienne à haute énergie et à énergie sous coulombienne, car la valeur préliminaire de  $B(E2)$  de  $^{74}\text{Zn}$  n'est pas en accord avec la nôtre, et il est important de comprendre l'origine de cette différence.

D'autre part, nous avons étudié la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$  afin d'établir un premier schéma de niveaux pour le noyau de  $^{83}\text{Ge}_{51}$  : les deux transitions observées, à 1238 keV et 867 keV ont été attribuées à la désexcitation de deux niveaux à ces mêmes énergies, vers le niveau fondamental (voir figures 3.26 et 4.13). Ce schéma, bien que succinct, a été comparé aux schémas de niveaux des noyaux possédant un nombre de neutrons  $N=51$  (de  $^{91}\text{Zr}_{51}$  à  $^{85}\text{Se}_{51}$ ), et il a été possible de proposer une interprétation dans le cadre du couplage faible (en terme de particule individuelle). Ceci permet de conclure sur la persistance du gap  $N=50$  depuis  $Z=40$  jusqu'à  $Z=32$ , c'est à dire à un écart de 4 protons des isotopes de Ni ( $Z=28$ ). De plus, des calculs récents réalisés en méthode variationnelle avec l'interaction de Skyrme3 [98], montrent que si l'on supprime artificiellement la composante de spin orbite, pour des noyaux possédant un nombre de neutrons  $N=50$ , les orbitales  $s$  et  $d$  tendent à se rapprocher lorsque le nombre de protons diminue au point d'avoir une dégénérescence des deux orbitales  $3s$  ( $l=0$ ) et  $2d$  ( $l=2$ ) pour le noyau de  $^{78}\text{Ni}$ . Ceci permettrait d'expliquer la diminution en énergie entre l'état fondamental  $\frac{5}{2}^+$  (interprété comme le résultat d'un couplage  $0^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ ) et le premier état excité  $\frac{1}{2}^+$  (interprété comme le résultat d'un couplage  $0^+ \otimes \nu 3s_{1/2}$ ) observée sur la systématique des noyaux possédant un nombre de neutrons  $N=51$ . Ce résultat est intéressant dans la mesure où il fait appel aux travaux de J. Dobaczewski *et al.* [99], qui montrent que lorsque le noyau devient plus riche en neutrons, le potentiel devient plus diffus (proche de l'oscillateur harmonique avec spin-orbite).

Avec les résultats sur le noyau de  $^{83}\text{Ge}$ , nous avons obtenu parmi les premières données expérimentales au delà de  $N=50$  pour un noyau ayant un nombre de protons aussi faible que  $Z=32$ . Or, actuellement il n'existe pas encore d'interaction effective dans le cadre d'un calcul de modèle en couches pour décrire les noyaux au delà de  $N=50$  avec un cœur de  $^{78}\text{Ni}$  ni a fortiori avec un cœur de  $^{40}\text{Ca}$ . Cependant, de nombreux travaux existent sur ce sujet et les évolutions sont constantes. En proton, les premiers calculs sur  $N=50$ , réalisés par Talmi et Unna en 1960, ont mis en évidence que pour des noyaux avec  $Z \geq 38$ , on pouvait se limiter à l'espace de valence protons constitué de  $[2p_{1/2}, 1g_{9/2}]$  (avec un cœur de  $^{88}\text{Sr}$ ) [100]. L'interaction effective pour cet

espace a été améliorée par la suite [101, 102, 103] avec la découverte de nouvelles données expérimentales. Cependant, pour les noyaux plus légers, il est évident qu'il faut ouvrir l'espace de valence, et dès 1987, les premiers calculs dans l'espace de valence protons [ $2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$ ] (avec un cœur de  $^{78}\text{Ni}$ ) ont été réalisés alors que peu de données expérimentales étaient disponibles [60, 104, 92]. En neutron, il faudrait réaliser le même travail, et agrandir encore l'espace de valence en incluant les orbitales situées au delà de  $N=50$  et donc construire l'interaction effective adéquate. Nous avons espoir que les résultats expérimentaux obtenus dans cette région permettent d'ajuster de nouvelles interactions et de poursuivre ainsi cette évolution. D'autant plus que de récents calculs réalisés en supposant un cœur de  $^{40}\text{Ca}$  mettent en évidence que la fermeture de couche  $N, Z=28$  n'est pas aussi robuste que supposé [105] (un cœur de  $^{56}\text{Ni}$  ne permet pas de reproduire correctement les données expérimentales, pas même pour les Ni), il semble donc qu'il faille envisager d'ouvrir également l'espace de valence protons et donc ajuster une interaction effective pour ce nouvel espace si on a l'ambition de décrire des noyaux proches du  $^{78}\text{Ni}$ .

Les résultats que j'ai obtenu avec les expériences sur PARRNe ont permis de poser des jalons dans la région autour et au delà de  $N=50$ , mettant en évidence la nécessité de disposer de plus de statistique et/ou de faisceaux très purs, et également de détecteurs complémentaires. Ces deux objectifs seront bientôt atteints déjà dans un premier temps avec l'installation d'ALTO auprès du tandem d'Orsay qui permettra d'obtenir des intensités de faisceau 100 fois supérieures à celles de PARRNe, et auprès duquel des projets de détection multiple ( $\beta - \gamma$ -neutron) sont d'ores et déjà à l'étude. Très prochainement donc, une grande avancée expérimentale dans la région  $N=50$  va être réalisée. En effet, avec la mise en fonction d'ALTO, il est envisagé d'étudier la décroissance  $\beta$  du  $^{80}\text{Cu}$  vers le  $^{80}\text{Zn}$  afin de connaître enfin l'énergie du premier état  $2^+$  du  $^{80}\text{Zn}$  qui est le dernier noyau pair pair sur  $N=50$  avant le  $^{78}\text{Ni}$ .

Dans un second temps, les faisceaux SPIRAL2, qui auront des intensités 100 fois supérieures à celles d'ALTO, puis dans un avenir un peu plus lointain, les faisceaux de EURISOL, permettront d'aller plus loin dans cette étude en fournissant des faisceaux intenses permettant de réaliser des réactions avec des noyaux très exotique qui ne sont aujourd'hui accessible qu'en faible quantité. Ainsi, le noyau de  $^{78}\text{Ni}$  présente un enjeu majeur ; la mesure de son  $B(E2)$  sa spectroscopie complète révolutionnerons peut être nos certitudes sur les fermetures de couches.

# Annexe A

## Théorie de l'excitation coulombienne

### A.1 Théorie sommaire de l'excitation coulombienne classique

Lorsqu'un projectile de charge  $Z_p$  approche un noyau cible de charge  $Z_c$ , il se crée un champ coulombien dont l'intensité est caractérisée par le nombre sans dimension  $\eta$ , défini de la façon suivante :

$$\eta = \frac{Z_p Z_c e^2}{\hbar v}$$

où  $v$  est la vitesse du projectile.

Dans le cas où  $\eta \ll 1$ , le champ coulombien est négligeable devant les énergies cinétiques mises en jeu et il perturbe très faiblement les fonctions d'onde. Le processus peut être traité selon l'approximation de Born, qui considère les fonctions d'onde initiale et finale comme des ondes planes.

Pour l'excitation coulombienne, on se place dans le cas où  $\eta \gg 1$ . Le champ coulombien est alors suffisamment fort pour interdire au projectile de pénétrer dans le noyau cible au delà de la barrière coulombienne. On peut traiter le problème de façon semi-classique : on considère que le projectile se déplace le long d'une trajectoire classique et que l'excitation est provoquée par un potentiel électromagnétique dépendant du temps.

C'est une généralisation de la diffusion de Rutherford dans laquelle les noyaux diffusés suivent une trajectoire hyperbolique. Dans ce cas précis, la section efficace différentielle de diffusion est donnée par la formule :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Ruth} = \frac{1}{4} a^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \text{ avec } a = \frac{Z_p Z_c e^2}{\mu v^2}$$

où  $\theta$  est l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse,  $a$  est la demi distance minimale d'approche (dans le cas d'une rétrodiffusion), et  $\mu$  est la masse réduite du système.

Les énergies perdues par les particules lors de ce processus de diffusion (énergie d'excitation), sont faibles comparées aux énergies mises en jeu pour accélérer le projectile (énergie du faisceau incident), en conséquence de quoi, les effets dus à l'excitation n'ont pas d'incidence sur la trajectoire du projectile. La section efficace différentielle d'excitation peut donc s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Ruth} \cdot P \text{ avec } P = \sum_{M_1 M_2} |b_{if}|^2$$

où  $P$  est la probabilité que le noyau soit excité et diffusé dans un angle solide  $d\Omega$ .  $P$  s'exprime en fonction des amplitudes de transition  $b_{if}$  pour une transition entre un état  $i$  et un état  $f$ , la sommation se fait sur les nombres quantiques magnétiques.

Les probabilités d'excitation obtenues lors de ce processus sont faibles, ce qui fait qu'on peut traiter le potentiel électromagnétique dans le cadre de la théorie des perturbations dépendant du temps au premier ordre. Ceci nous donne :

$$b_{if} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle f | H_{int}(t) | i \rangle \exp \left( i \frac{E_f - E_i}{\hbar} t \right) dt$$

où  $E_i$  et  $E_f$  représentent les énergies de l'état initial et de l'état final. Le potentiel électromagnétique  $H_{int}$  peut être développé sur une base de fonctions harmoniques sphériques (développement multipolaire). On va se limiter dans la suite à une transition électrique d'ordre 2, puis que c'est le cas qui nous intéresse. On obtient alors une amplitude de transition dont l'expression est donnée ici à titre d'information :

$$b_{if} = \frac{4\pi}{5} \frac{Z_c e}{i\hbar} \sum_{\mu} \langle I_i M_i | \mathcal{M}(E2, \mu) | I_f M_f \rangle \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( i \frac{E_f - E_i}{\hbar} t \right) Y_{\mu}(\theta(t), \phi(t)) \left( \frac{1}{r_p(t)} \right)^{-3} dt$$

On peut ensuite définir une probabilité réduite de transition :

$$\begin{aligned} B(E2, I_i \rightarrow I_f) &= \sum_{M\mu} |\langle I_i M_i | \mathcal{M}(E2, \mu) | I_f M_f \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_i | \mathcal{M}(E2) | I_f \rangle|^2 \end{aligned}$$

où  $I_i$  et  $I_f$  sont les spins de l'état initial et de l'état final, et  $\mathcal{M}(E2)$  est l'opérateur de transition électrique d'ordre 2. Cette probabilité n'est pas sans dimension. On l'exprime généralement en  $\text{e}^2\text{fm}^4$ , ou en  $\text{e}^2\text{b}^2$  ( $1 \text{ e}^2\text{fm}^4 = 10^{-4}\text{e}^2\text{b}^2$ ).

On fait généralement intervenir le paramètre  $\xi$ , appelé paramètre d'adiabaticité, qui caractérise la facilité, pour une excitation coulombienne, d'exciter un niveau d'énergie élevée. On le définit comme le rapport entre la durée de la collision et la période de la transition nucléaire que l'on considère. La durée de la collision s'exprime simplement en fonction de la vitesse  $v$ , du paramètre d'impact  $b$  (distance caractéristique du processus), et du paramètre relativiste  $\gamma$  ( $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  avec  $\beta = \frac{v}{c}$ ) ; la période nucléaire est déduite du principe d'incertitude  $\Delta E \Delta t \simeq \hbar$ . On obtient :

$$\xi = \frac{t_{coll}}{t_{nucl}} = \frac{E_f - E_i}{\hbar} \frac{b}{v\gamma}$$

Pour que l'excitation coulombienne, d'un niveau initial d'énergie  $E_i$  vers un état final d'énergie  $E_f$ , ait effectivement lieu, il faut que  $\xi$  soit inférieur à 1. C'est à dire que pour une énergie d'excitation  $\Delta E$  donnée, l'excitation coulombienne sera d'autant plus facile que la vitesse du projectile sera élevée.

On calcule finalement une section efficace :

$$\sigma_{E2} = \left( \frac{Z_c e}{\hbar v} \right)^2 a^{-2} B(E2) f_{E2}(\xi)$$

l'expression de la fonction  $f_{E2}(\xi)$  est donnée dans [106].





# Annexe B

## Calcul des erreurs sur les $B(E2)$

Dans ce chapitre, on détaille le calcul des erreurs sur la mesure de  $B(E2)$ .

Dans la relation utilisée pour déterminer la valeur de  $B(E2)$ , les différents termes sont issus de mesures indépendantes les unes des autres, on peut donc écrire l'incertitude sur cette valeur de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\Delta B(E2, X)}{B(E2, X)} \right)^2 &= \left( \frac{\Delta N_\gamma^{coulex}(X)}{N_\gamma^{coulex}(X)} \right)^2 + \left( \frac{\Delta N_\gamma^{coulex}(^{76}\text{Ge})}{N_\gamma^{coulex}(^{76}\text{Ge})} \right)^2 \\ &+ \left( \frac{\Delta \mathcal{N}_F(^{76}\text{Ge})}{\mathcal{N}_F(^{76}\text{Ge})} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \mathcal{N}_F(X)}{\mathcal{N}_F(X)} \right)^2 \\ &+ \left( \frac{\Delta B(E2, ^{76}\text{Ge})}{B(E2, ^{76}\text{Ge})} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

La valeur de  $B(E2)$  pour le  $^{76}\text{Ge}$  donnée par S. Raman *et al.* est de  $2680 \pm 80$ , ce qui correspond à une incertitude relative de 3%. Les autres sources d'incertitudes sont détaillées dans les paragraphes suivants.

### B.1 Incertitude sur le nombre de photons

Le nombre de photon de désexcitation  $N_\gamma^{coulex}$  émis est égal à  $N_\gamma^{det}/\varepsilon_\gamma^{det}$  où  $N_\gamma^{det}$  est le nombre de photons détectés à l'énergie  $E_\gamma$  et  $\varepsilon_\gamma^{det}$  est l'efficacité de détection à cette énergie. L'incertitude sur le nombre de photons émis s'écrit donc :

$$\left( \frac{\Delta N_\gamma^{coulex}}{N_\gamma^{coulex}} \right)^2 = \left( \frac{\Delta N_\gamma^{det}}{N_\gamma^{det}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \varepsilon_\gamma^{det}}{\varepsilon_\gamma^{det}} \right)^2$$

- Le nombre de photons détectés est déterminé en faisant la soustraction du nombre de coups dans le pic avec le nombre de coups dans le fond :  $N_\gamma^{det} = N_\gamma^{pic} - N_\gamma^{fond}$ . Et donc l'incertitude sur le nombre de photons détectés s'écrit :  $\Delta N_\gamma^{det} = \Delta N_\gamma^{pic} + \Delta N_\gamma^{fond}$ , où les incertitudes sur  $N_\gamma^{pic}$  et  $N_\gamma^{fond}$  sont les erreurs statistiques ( $\Delta N = \sqrt{N}$ ).
- L'efficacité a été déterminée à partir d'un fit. L'incertitude sur l'efficacité est donc déterminée à partir des incertitudes sur les différents paramètres du fit.

On trouve les incertitudes suivantes sur le nombre de photons émis :

noyau	$\Delta\varepsilon_\gamma/\varepsilon_\gamma$ (%)	$\Delta N_\gamma^{det}/N_\gamma^{det}$ (%)	$\Delta N_\gamma^{coulex}/N_\gamma^{coulex}$ (%)
$^{76}\text{Ge}$	3.0	2.3	3.7
$^{74}\text{Zn}$ (1 et 2)	3.1	3.7	4.8
$^{70}\text{Ni}$	6.0	13.3	14.6
$^{74}\text{Zn}$ (3)	3.1	7.2	7.8

TAB. B.1 – Incertitudes relatives sur l'efficacité, le nombre de coups détectés pour chaque noyau et le nombre de  $\gamma$  émis.

## B.2 Incertitude sur le nombre d'ions

### B.2.1 $^{76}\text{Ge}$

Le nombre total d'ions de  $^{76}\text{Ge}$  ( $\mathcal{N}_F^{76\text{Ge}}$ ) est obtenu en sommant le nombre de coups dans les quatre secteurs de la première jonction silicium ( $N_{Si_k}$ ,  $k = 1 \dots 4$ ) et dans le plastique  $N_{pl}$ . L'incertitude sur le nombre de  $^{76}\text{Ge}$  est donc la somme des incertitudes statistiques sur chacun des détecteurs :

$$\Delta \mathcal{N}_F^{76\text{Ge}} = \Delta N_{pl} + \sum_{k=1}^4 \Delta N_{Si_k}$$

### B.2.2 $^{74}\text{Zn}$

Pour déterminer le nombre total d'ions de  $^{74}\text{Zn}$  dans le faisceau ( $\mathcal{N}_F^{74\text{Zn}}$ ), on somme les contribution de chaque détecteur, et on applique un facteur correctif  $\zeta$  égal au taux de  $^{74}\text{Zn}$  dans le faisceau. L'incertitude totale sur le nombre d'ions de  $^{74}\text{Zn}$  s'écrit donc :

$$\left( \frac{\Delta \mathcal{N}_F^{74\text{Zn}}}{\mathcal{N}_F^{74\text{Zn}}} \right)^2 = \left( \frac{\Delta N_{pl} + \sum_{k=1}^4 \Delta N_{Si_k}}{N_{pl} + \sum_{k=1}^4 N_{Si_k}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \zeta}{\zeta} \right)^2$$

Le facteur  $\zeta$  est déterminé à partir des mesures réalisées sur les détecteurs silicium escamotables avant et après le run. Sur la figure 2.20, on voit une matrice d'identification en perte d'énergie-temps de vol, obtenue sur le détecteur silicium escamotable. Pour déterminer le taux de  $^{74}\text{Zn}$ , on fait le rapport du nombre de coups dans le contour correspondant à ce noyau ( $N_{cont}$ ) sur le nombre de coups total ( $N_{tot}$ ). Ici, les mesures de  $N_{cont}$  et de  $N_{tot}$  ne sont pas indépendantes, on ne peut donc pas faire la somme quadratique pour déterminer l'erreur sur  $\zeta$ . L'incertitude sur le taux de  $^{74}\text{Zn}$  est donc :

$$\frac{\Delta\zeta}{\zeta} = \frac{\Delta N_{cont}}{N_{cont}} + \frac{\Delta N_{tot}}{N_{tot}}$$

### B.2.3 $^{70}\text{Ni}$

Pour déterminer le nombre d'ions de  $^{70}\text{Ni}$  dans le faisceau ( $\mathcal{N}_F^{70\text{Ni}}$ ), on ne peut pas appliquer la même méthode que pour le  $^{74}\text{Zn}$ , car les mesures effectuées sur la jonction escamotable avant et après le run ne donnent pas le même taux de  $^{70}\text{Ni}$ . Cela signifie que le taux de ce noyau a varié au cours de la mesure.

Afin de déterminer le taux de  $^{70}\text{Ni}$  dans le faisceau, j'ai effectué plusieurs fits du spectre en temps de vol dans le plastique. Ces différents fits permettent de déterminer une valeur maximale  $\mathcal{N}_{max}^{70\text{Ni}}$  et une valeur minimale  $\mathcal{N}_{min}^{70\text{Ni}}$  au nombre de noyaux de  $^{70}\text{Ni}$  présents dans le faisceau. L'incertitude sur le nombre de  $^{70}\text{Ni}$  dans le faisceau s'exprime donc :

$$\Delta\mathcal{N}_F^{70\text{Ni}} = \frac{\mathcal{N}_{max}^{70\text{Ni}} - \mathcal{N}_{min}^{70\text{Ni}}}{2}$$

La détermination du nombre de  $^{74}\text{Zn}$  sur cette mesure se fait de la même façon. L'incertitude sur ce nombre se déduit donc de la même façon.

On trouve finalement les incertitudes suivantes sur le nombre d'ions dans le faisceau :

noyau	$\Delta\mathcal{N}_{det}/\mathcal{N}_{det}$ (%)	$\Delta\zeta/\zeta$ (%)	$\Delta\mathcal{N}_F/\mathcal{N}_F$ (%)
$^{76}\text{Ge}$	0.07	-	0.07
$^{74}\text{Zn}$ (1)	0.10	3.0	3.0
$^{74}\text{Zn}$ (2)	0.11	3.0	3.0
$^{70}\text{Ni}$	-	-	14.0
$^{74}\text{Zn}$ (3)	-	-	8.3

TAB. B.2 – Incertitudes relatives sur le nombre d'ions dans le faisceau.

### B.3 Incertitude sur le $B(E2)$

On introduit les valeurs déterminées précédemment dans la relation B, on obtient les incertitudes suivantes pour les différentes valeurs de  $B(E2)$  mesurées :

noyau	$\Delta B(E2)/B(E2)$ (%)
$^{74}\text{Zn}$ (1)	7.4
$^{74}\text{Zn}$ (2)	7.4
$^{70}\text{Ni}$	20.8
$^{74}\text{Zn}$ (3)	12.3

TAB. B.3 – Incertitudes relatives sur les valeurs de  $B(E2)$ .

## Annexe C

### Mesures de production à PARRNe

On se place dans la situation suivante (voir figure C.1) : on cherche à déterminer les valeurs des flux  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  des noyaux 1 et 2. Le noyau 1 est alimenté uniquement par le faisceau avec un flux  $\Phi_1$ . Le noyau 2 est le fils du noyau 1, il est alimenté d'une part par le faisceau avec un flux  $\Phi_2$ , et d'autre part, par la décroissance du noyau 1 ; le noyau 1 peut décroître par différents modes ( $\beta$  et  $\beta n$  par exemple), il alimente donc le noyau 2 avec un rapport d'embranchement  $a_1$ .

Le faisceau est collecté pendant un temps  $t_{coll}$ , puis il est dévié pendant un temps  $t_{dec}$ . Les données sont enregistrées pendant le temps  $t_{fin} = t_{coll} + t_{dec}$ . Il faut établir des équations différentes avec et sans faisceau.

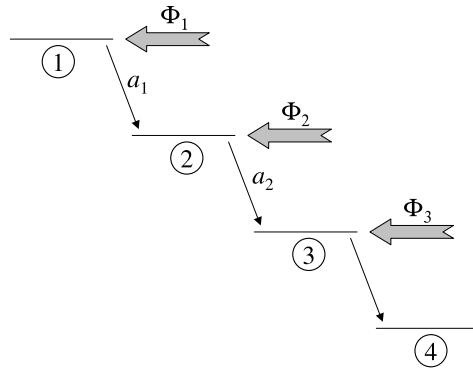


FIG. C.1 – Schéma de décroissance de deux noyaux alimentés par le faisceau.

## C.1 Mesure de $\Phi_1$

On appelle  $N_1(t)$  le nombre de noyaux 1 à l'instant  $t$ . La variation  $\frac{dN_1}{dt}$  du nombre de noyaux 1 pendant le temps  $dt$  s'exprime :

$$\frac{dN_1}{dt} = \begin{cases} \Phi_1 - \lambda_1 N_1 & \text{Avec faisceau, pour } t \in [0, t_{coll}] \\ -\lambda_1 N_1 & \text{Sans faisceau, pour } t \in [t_{coll}, t_{fin}] \end{cases}$$

avec  $\lambda_1 = \frac{\ln 2}{T_{1/2}^{(1)}}$  où  $T_{1/2}^{(1)}$  est la période du noyau 1.

Des équations précédentes, on déduit le nombre de noyaux présents à l'instant  $t$ , en imposant qu'à  $t = 0$ ,  $N_1 = 0$ , et qu'à  $t = t_{coll}$  les deux expressions de  $N_1$  sont égales :

$$N_1(t) = \begin{cases} \frac{\Phi_1}{\lambda_1} (1 - \exp^{-\lambda_1 t}) & \text{Avec faisceau, pour } t \in [0, t_{coll}] \\ N_0^{(1)} \exp^{-\lambda_1 (t - t_{coll})} & \text{Sans faisceau, pour } t \in [t_{coll}, t_{fin}] \end{cases}$$

Avec

$$N_0^{(1)} = N_1(t_{coll}) = \frac{\Phi_1}{\lambda_1} (1 - \exp^{-\lambda_1 t_{coll}})$$

Le nombre de désintégrations  $N_{1_{des}}$  entre les instants  $t = 0$  (avec faisceau) ou  $t = t_{coll}$  (sans faisceau) et  $t$  est donc égal à :

$$N_{1_{des}}(t) = \begin{cases} \Phi_1 t - \frac{\Phi_1}{\lambda_1} (1 - \exp^{-\lambda_1 t}) & \text{Avec faisceau, pour } t \in [0, t_{coll}] \\ N_0^{(1)} (1 - \exp^{-\lambda_1 (t - t_{coll})}) & \text{Sans faisceau, pour } t \in [t_{coll}, t_{fin}] \end{cases}$$

Le nombre de désintégration totales s'exprime donc comme la somme de désintégrations totales avec faisceau et sans faisceau :

$$\begin{aligned} N_{1_{des}} &= N_{1_{des}}^{avec}(t_{coll}) + N_{1_{des}}^{sans}(t_{fin}) \\ &= \Phi_1 t_{coll} - \frac{\Phi_1}{\lambda_1} (1 - \exp^{-\lambda_1 t_{coll}}) \exp^{-\lambda_1 (t_{fin} - t_{coll})} \end{aligned}$$

## C.2 Mesure de $\Phi_2$

On appelle  $N_2(t)$  le nombre de noyaux 2 à l'instant  $t$ , et  $\frac{dN_2}{dt}$  la variation du nombre de noyaux 2 pendant le temps  $dt$ .

### C.2.1 Equation avec faisceau

Avec le faisceau, pour  $t \in [0, t_{coll}]$ , on exprime  $\frac{dN_2}{dt}$  :

$$\frac{dN_2}{dt} = \Phi_2 - \lambda_2 N_2 + a_1 \lambda_1 N_1 \quad (\text{C.1})$$

où  $\lambda_1$  et  $N_1$  ont été définis dans le paragraphe précédent,  $a_1$  est le rapport d'embranchement de la décroissance du noyau 1 vers le noyau 2, et  $\lambda_2 = \frac{\ln 2}{T_{1/2}^{(2)}}$

où  $T_{1/2}^{(2)}$  est la période du noyau 2.

Pour résoudre cette équation différentielle du premier ordre avec second membre, on cherche d'abord une solution particulière à l'équation complète, puis la solution générale de l'équation sans second membre. La solution générale de l'équation complète est la somme de ces deux solutions. Le détail de la résolution est donné dans les paragraphes suivants.

### Solution particulière

On cherche une solution particulière à l'équation :

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \Phi_2 + a_1 \Phi_1 - a_1 \Phi_1 \exp^{-\lambda_1 t}$$

Celle-ci s'écrit :

$$N_2(t) = \frac{a_1 \Phi_1 + \Phi_2}{\lambda_2} + A \exp^{-\lambda_1 t}$$

Si on réécrit l'équation C.1 avec cette expression de  $N_2(t)$ , on en déduit que :

$$A = \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_1 - \lambda_2}$$

Une solution particulière s'écrit donc :

$$N_2(t) = \frac{a_1 \Phi_1 + \Phi_2}{\lambda_2} + \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \exp^{-\lambda_1 t}$$

### Solution générale

On cherche la solution générale de l'équation :

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = 0$$

celle-ci s'écrit  $N_2(t) = A \exp^{-\lambda_2 t}$ .

La solution de l'équation C.1 est la somme de cette solution générale et de la solution particulière trouvée avant, soit :

$$N_2(t) = A \exp^{-\lambda_2 t} + \frac{a_1 \Phi_1 + \Phi_2}{\lambda_2} + \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \exp^{-\lambda_1 t}$$



On sait qu'à  $t = 0$ ,  $N_2(t = 0) = 0$ , d'où :

$$A = \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \frac{a_1 \Phi_1 + \Phi_2}{\lambda_2}$$

et finalement, le nombre de noyaux 2 présents à l'instant  $t$ , pour  $t \in [0, t_{coll}]$  s'écrit :

$$N_2(t) = \frac{a_1 \Phi_1 + \Phi_2}{\lambda_2} (1 - \exp^{-\lambda_2 t}) + \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\exp^{-\lambda_2 t} - \exp^{-\lambda_1 t})$$

### C.2.2 Sans faisceau

Sans le faisceau, pour  $t \in [t_{coll}, t_{fin}]$ , on exprime  $\frac{dN_2}{dt}$  :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + a_1 \lambda_1 N_1$$

#### Solution particulière

On cherche une solution particulière à l'équation :

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = a_1 \lambda_1 N_0^{(1)} \exp^{-\lambda_1(t-t_{coll})} \quad (C.2)$$

Cette solution s'écrit  $N_2(t) = A \exp^{-\lambda_1(t-t_{coll})}$ . Si on réécrit l'équation C.2 avec cette expression de  $N_2(t)$  on en déduit que :

$$A = a_1 N_0^{(1)} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

Une solution particulière s'écrit donc :

$$N_2(t) = a_1 N_0^{(1)} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \exp^{-\lambda_1(t-t_{coll})}$$

#### Solution générale

On cherche la solution générale de l'équation :

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = 0$$

Celle-ci s'écrit  $N_2(t) = A \exp^{-\lambda_2 t}$ . La solution de l'équation C.2 est la somme de cette solution générale et de la solution particulière trouvée avant, soit :

$$N_2(t) = A \exp^{-\lambda_2 t} + \lambda_1 \frac{N_0^{(1)}}{\lambda_2 - \lambda_1} \exp^{-\lambda_1(t-t_{coll})}$$

Or on connaît  $N_2(t_{coll})$  grâce à l'expression trouvée avec faisceau, on a donc :

$$A = \left( N_0^{(2)} - \lambda_1 \frac{N_0^{(1)}}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \exp^{\lambda_2 t_{coll}}$$

où :

$$\begin{aligned} N_0^{(2)} &= N_2(t_{coll}) \\ &= \frac{a_1 \Phi_1 + \Phi_2}{\lambda_2} (1 - \exp^{-\lambda_2 t_{coll}}) + \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\exp^{-\lambda_2 t_{coll}} - \exp^{-\lambda_1 t_{coll}}) \end{aligned}$$

Le nombre de désintégrations  $N_{2_{des}}$  entre les instants  $t = 0$  (avec faisceau) ou  $t = t_{coll}$  (sans faisceau) et  $t$  est donc égal à :

$$N_{2_{des}}(t) = \begin{cases} \Phi_2 t - N_2(t) & \text{Avec faisceau, pour } t \in [0, t_{coll}] \\ N_0^{(2)} - N_2(t) & \text{Sans faisceau, pour } t \in [t_{coll}, t_{fin}] \end{cases}$$

Le nombre de désintégration totales s'exprime donc comme la somme de désintégrations totales avec faisceau et sans faisceau :

$$\begin{aligned} N_{2_{des}} &= N_{2_{des}}^{avec}(t_{coll}) + N_{2_{des}}^{sans}(t_{fin}) \\ &= \Phi_2 t_{coll} - N_2(t_{fin}) \end{aligned}$$

### C.3 Autre mesure de $\Phi_1$

Supposons maintenant que le noyau 1 est alimenté par le faisceau avec un flux  $\Phi_1$ , et décroisse vers un noyau 2 non alimenté par le faisceau (ce qui est le cas si le noyau 1 décroît par  $\beta n$  vers le noyau 2 par exemple). On peut retrouver la valeur de  $\Phi_1$  en étudiant la variation du nombre de noyaux 2.

Avec ou sans faisceau, on exprime  $\frac{dN_2}{dt}$  :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + a_1 \lambda_1 N_1$$

#### C.3.1 Avec faisceau

On remplace  $N_1(t)$  par son expression avec faisceau :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + a_1 \Phi_1 (1 - \exp^{-\lambda_1 t}) \quad (\text{C.3})$$

Une solution particulière à l'équation C.3, s'écrit :

$$N_2(t) = \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_2} + \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \exp^{-\lambda_1 t}$$

La solution générale de l'équation sans second membre s'écrit :

$$N_2(t) = A \exp^{-\lambda_2 t}$$

Si on impose qu'à  $t = 0, N_2 = 0$ , la solution de l'équation C.3 est donc :

$$N_2(t) = a_1 \Phi_1 \left( \frac{1}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) \exp^{-\lambda_2 t} + \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_2} + \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \exp^{-\lambda_1 t}$$

### C.3.2 Sans faisceau

On remplace  $N_1(t)$  par son expression sans faisceau :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + a_1 \Phi_1 (1 - \exp^{-\lambda_1 t_{coll}}) \exp^{-\lambda_1 (t - t_{coll})} \quad (C.4)$$

Une solution particulière à cette équation s'écrit :

$$N_2(t) = \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - \exp^{\lambda_1 t_{coll}}) \exp^{-\lambda_1 t}$$

La solution générale de l'équation sans second membre s'écrit :

$$N_2(t) = A \exp^{-\lambda_2 t}$$

Si on impose qu'à  $t = t_{coll}$  les deux expressions de  $N_2$  sont égales, la solution de l'équation C.4 est donc :

$$N_2(t) = \frac{a_1 \Phi_1}{\lambda_1 - \lambda_2} (1 - \exp^{\lambda_1 t_{coll}}) \exp^{-\lambda_1 t} + a_1 \Phi_1 \left( \frac{1}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) (\exp^{\lambda_2 t_{coll}} - 1) \exp^{-\lambda_2 t}$$

Ainsi, on peut exprimer le nombre de désintégrations du noyau 2  $N_{2_{des}}$  en fonction du flux du noyau 1 :

$$\begin{aligned} N_{2_{des}}(t) &= N_{1_{des}} - N_2(t_{fin}) \\ &= a_1 \Phi_1 t_{coll} + a_1 \Phi_1 \left( \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) (1 - \exp^{-\lambda_1 t_{coll}}) \exp^{-\lambda_1 t_{dec}} \\ &\quad + a_1 \Phi_1 \left( \frac{1}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) (1 - \exp^{-\lambda_2 t_{coll}}) \exp^{-\lambda_2 t_{dec}} \end{aligned}$$

## Annexe D

# Programme de constitution des coincidences triples et doubles

```
/*=====*/
/* Traitement des evts simples et doubles */
/*=====*/
void utrait_(unsigned short int *event,int *lenevent){
    long numdeb ;
    int rc ;
    unsigned short int val[3], tv0 ;
    long num[4] ;

    switch(*lenevent) {
/*=====*/
/* Traitement des Evts doubles */
/*=====*/
        case EVTS_DOUBLES :
            break ;
/*=====*/
/* Traitement des Evts simples */
/*=====*/
        case EVTS_SIMPLES :
            /*Bit de Service + Bit de marquage + No voie + No
              slot*/
            code_voie[0] = CodeVOIE(event[EVT_S_DESC]) ;
            /* Detection du dernier Evt general du Chassis */
            if(event[EVT_S_DESC] == DESC_LASTEVENT) {
                fprintf(stdout, "\n YOUPPIE, j'ai vu le dernier
                  evt\n\n") ;
            }
        }
    }
}
```

```

    parrun_[70]++;
}

/* Rejet eventuel sur No de voie */
if (code_voie[0] > 0x2f) {
    fprintf(stderr, "Warning! Etrange No de code_voie[0]
        = %d, 0x%04x\n", code_voie[0], code_voie[0]);
    parrun_[9] += 1; /* compteur d'evts erronees */
    return;
}

/* Reconstitution du temps sur 47 bits */
    temps[0]=TEMPS_47bits(event[EVT_S_TPSF],event[EVT_S_TPSM],event[EVT_S_TPSf]);

/* ===== */
/* spectres directs */
/* ===== */

/* ===== Voies Energies non Marquees ===== */
if(code_voie[0] == VOIE_PHYS0) {
    numdeb = vlen;

    /* Aligement de la voie 0 par rapport a la voie 1*/
    alea = rand()*1./(RAND_MAX*1.);
    temp = (double)(event[EVT_S_ENER]);
    ener = (unsigned short)(temp*coefa+coefb+alea);
    rc = incsp_(&numdeb, &ener);

    parrun_[5]++;
    parrun_[11]++;

    /* temps en ms */
    temps[1] = (temps[0] * 4.0) / 10000000.0;
    if (temps[0] > modeRun->dureeCodEn) {
        parrun_[6]++;
        return;
    }

    tv0 = (unsigned short) (temps[0] /
        modeRun->dureeTranche);

    n=0;
    nperim=0;

```

```

for(ll=0 ;ll<imax ;ll++) {
    if(((temps[0]-tbeta[ll])>=Tbg_inf)&&((temps[0]-tbeta[ll])<=Tbg_sup)){
        n=n+1 ; /* nb de beta dans la fenetre de coinc */
        tgam0[jj]=temps[0] ;
        engam0[jj]=event[EVT_S_ENER] ;
        jj++ ;
        jmax=jj ;
        /* jmax=nb de lignes des tableaux */
        /* temps et energie */
        /* des evenements en coincidence */
    }
    if((temps[0]-tbeta[ll])>Tbg_sup) {
        nperim++ ;
    }
}

for(ll=nperim ;ll<imax ;ll++) {
    tbeta[ll-nperim]=tbeta[ll] ;
    enbeta[ll-nperim]=enbeta[ll] ;
}

imax=imax-nperim ;
ii=imax ;

nperim=0 ;
for(ll=0 ;ll<kmax ;ll++) {
    if((temps[0]-tgam1[ll])>Tgg_sup) nperim++ ;
}

for(ll=nperim ;ll<kmax ;ll++) {
    tgam1[ll-nperim]=tgam1[ll] ;
    engam1[ll-nperim]=engam1[ll] ;
}

kmax=kmax-nperim ;
kk=kmax ;

```

```

/* Si on ne trouve qu'un bon beta, */
/* on incremente le spectre bidime */
/* et on cherche des coinc gamma-gamma */
if(n==1) {
    numdeb=te01_2;

    /* Alignement voie 0 par rapport a voie 1 */
    alea = rand()*1./(RAND_MAX*1.);
    temp = (double)(event[EVT_S_ENER]);
    ener = (unsigned short)(temp*coefa+coefb+alea);
    rc = incsp2_(&numdeb, &ener, &tv0);

    bg20=bg20+1;
    ngg=0;
    /* On regarde s'il existe des coinc g-g */
    for(ll=0;ll<kmax;ll++) {
        if(((temps[0]-tgam1[ll])>=Tgg_inf)&&((temps[0]-tgam1[ll])<=Tgg_sup)){
            ngg=ngg+1;
            if(ngg==1) {
                numdeb=ee012;

                /* Alignement voie 0 par rapport a voie 1 */
                alea = rand()*1./(RAND_MAX*1.);
                temp = (double)(event[EVT_S_ENER]);
                ener = (unsigned short)(temp*coefa+coefb+alea);

                rc = incsp2_(&numdeb,&ener,&engam1[ll]);
                rc = incsp2_(&numdeb,&engam1[ll],&ener);
                bg201=bg201+1;
            }
            if(ngg>1) bg=bg+1;
        }
    }
}
if(n>1) bg=bg+1;
}

if(code_voie[0] == VOIE_PHYS1) {
    numdeb = v1en;
    rc = incsp_(&numdeb, &event[EVT_S_ENER]);
    parrun_[11]++;
}

```

```

/* temps en ms */
temps[1] = (temps[0] * 4.0) / 10000000.0 ;
if (temps[0] > modeRun->dureeCodEn) {
    parrun_[6]++ ;
    fprintf(stderr,"erreur%f>%f\n",temps[1],modeRun->dureeCodEn) ;
    return ;
}

tv0=(unsigned
    short)(temps[0]/modeRun->dureeTranche) ;

n=0 ;
nperim=0 ;
for(ll=0 ;ll<imax ;ll++) {

    if((temps[0]-tbeta[ll]>=Tbg_inf)&&(temps[0]-tbeta[ll]<=Tbg_sup)){
        n=n+1 ; /* nb de beta dans la fenetre de coinc */
        tgam1[kk]=temps[0] ;
        engam1[kk]=event[EVT_S_ENER] ;
        kk=kk+1 ;
        kmax=kk ;
        /* kmax=nb de lignes des tableaux */
        /* temps et energie */
        /* des evenements en coincidence */
    }
    if(temps[0]-tbeta[ll]>Tbg_sup) nperim=nperim+1 ;
}

for(ll=nperim ;ll<imax ;ll++) {
    tbeta[ll-nperim]=tbeta[ll] ;
    enbeta[ll-nperim]=enbeta[ll] ;
}

imax=imax-nperim ;
ii=imax ;

nperim=0 ;
for(ll=0 ;ll<jmax ;ll++) {
    if(temps[0]-tgam0[ll]>Tgg_sup) nperim=nperim+1 ;
}

```



```

for(ll=nperim;ll<jmax;ll++) {
    tgam0[ll-nperim]=tgam0[ll] ;
    engam0[ll-nperim]=engam0[ll] ;
}

jmax=jmax-nperim ;
jj=jmax ;

/* Si on ne trouve qu'un bon beta, */
/* on incremente le spectre bidime */
if(n==1) {
    numdeb=te01_2 ;
    rc = incsp2_(&numdeb, &event[EVT_S_ENER], &tv0) ;
    bg21=bg21+1 ;
    ngg=0 ;
    for(ll=0;ll<jmax;ll++) {

        if((temps[0]-tgam0[ll]>=Tgg_inf)&&(temps[0]-tgam0[ll]<=Tgg_sup)){
            ngg=ngg+1 ;
            if(ngg==1) {
                numdeb=ee012 ;

                /* Aligement voie 0 par rapport a voie 1 */
                alea = rand()*1./(RAND_MAX*1.) ;
                temp = (double)(engam0[ll]) ;
                ener = (unsigned short)(temp*coefa+coefb+alea) ;

                rc = incsp2_(&numdeb,&ener,&event[EVT_S_ENER]) ;
                rc = incsp2_(&numdeb,&event[EVT_S_ENER],&ener) ;
                bg210=bg210+1 ;
            }
            if(ngg>1) bg=bg+1 ;
        }
    }
}
if(n>1) bg=bg+1 ;
}

if(code_voie[0] == VOIE_PHYS2) {
    numdeb = v2en ;
    rc = incsp_(&numdeb, &event[EVT_S_ENER]) ;
    parrun_[11]++ ;
}

```

```

/* temps en ms */
temps[1] = (temps[0] * 4.0) / 10000000.0 ;
if (temps[0] > modeRun->dureeCodEn) {
    parrun_[6]++;
    return ;
}

tv0=(unsigned
    short)(temps[0]/modeRun->dureeTranche) ;
enbeta[ii]=event[EVT_S_ENER] ;
tbeta[ii]=temps[0] ;
ii=ii+1 ;
imax=ii ;
numdeb = t_beta ;
rc = incsp_(&numdeb, &tv0) ;
}

/* ==== Si CodEn ==== */
if(code_voie[0] == CODEN) {
    parrun_[10] = parrun_[10] + 1 ; /*CodEn */
    fprintf(fd_utrace,"Nombre d'evenements pour V0\t\t=
        %u\n", parrun_[5]) ;
    parrun_[5] = 0 ;
    fprintf(fd_utrace,"Numero de CodEn\t\t\t\t=
        %d\n\n",parrun_[10]) ;
    tcod = (temps[0] * 4.0) / 10000000.0 ;
    fprintf(fd_utrace,"temps du CodEn en ms\t\t\t=
        %f\n",tcod) ;
    difference = tcod - difference ;
    fprintf(fd_utrace,"temps ecoule entre 2 CodEn en
        ms\t= %f\n",difference) ;
    difference = tcod ;
    fprintf(fd_utrace,"imax=%d\n",imax) ;
    srand((unsigned)time(NULL)) ;
    ii=0 ;
    jj=0 ;
    kk=0 ;
    imax=0 ;
    jmax=0 ;
    kmax=0 ;
    fprintf(fd_utrace,"i=%d, j=%d, k=%d\n",ii,jj,kk) ;
}

```

```
break; /* fin evt simple */

default :
/* Rejet eventuel sur longueur de l'evenement */
fprintf(stderr, "ERREUR!! lenevent = %d\n",*lenevent);

/* compteur d'evts erronees */
parrun_[9] += 1;

return;
break;

} /* fin switch */

return;
}

FINC
```

# Annexe E

## Détermination des fonctions d'onde : Hartree-Fock-Bogoliubov sous contraintes

Les méthodes HF et HFB sont auto-cohérentes et s'appuient sur le principe variationnel. Un état de particule (HF), ou de quasiparticule (HFB) indépendantes,  $\psi$  est déterminé par l'application du principe variationnel :

$$\delta \frac{\langle \psi | \hat{H} | \psi \rangle}{\langle \psi | \hat{H} | \psi \rangle} = 0 \quad (\text{E.1})$$

où  $\hat{H}$  est le Hamiltonien du système. La méthode CHFB, permet de déterminer la réponse du système à une contrainte extérieure.

Les calculs ont été réalisés en utilisant l'interaction de Gogny [64] (voir annexe F).

### E.1 Théorie du champ moyen

La méthode de Hartree-Fock (HF), en négligeant totalement l'interaction résiduelle, permet de traiter la structure microscopique du noyau avec le modèle de particules indépendantes dans un champ moyen.

L'introduction du concept de quasiparticule de Bogoliubov permet de traiter les corrélations d'appariement dans un formalisme très semblable à celui de Hartree-Fock. Dans ce cas, ce sont ces quasiparticules qui sont indépendantes et soumises à un champ moyen. Dans cette approche, on ne décrit que des états de parité positive de noyaux pair-pairs.

On suppose, que les particules (HF) ou quasiparticules (HFB) évoluent de façon indépendante dans le noyau, sous la seule influence d'un potentiel commun qu'elles créent collectivement : le champ moyen. Le hamiltonien

microscopique qui gouverne la dynamique du système s'écrit comme la somme d'un terme d'énergie cinétique et d'un potentiel effectif :

$$H = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_i^2}{2M} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A v_{ij}^{eff} \quad (\text{E.2})$$

On considère la fonction d'onde du système  $|\psi_q\rangle$  comme un déterminant de Slater des  $A$  orbitales de particules ou de quasiparticules indépendantes. Pour obtenir les équations HF ou HFB, on applique le principe variationnel, ce qui génère un hamiltonien à 1 corps dont les orbitales  $\Phi_q$  sont solution propre, où  $q$  est un ensemble de variables collectives.

## E.2 HFB avec contraintes

La résolution des équation HFB donne l'état d'énergie minimum. Or il se peut que ce minimum soit local en déformation : il peut exister d'autres minima à des déformations différentes. La méthode HFB avec contraintes (CHFB) permet d'obtenir une cartographie de l'énergie de liaison en fonction de la déformation du système  $E^{CHFB}(q)$ , les fonctions d'onde  $\Phi_q$ , et donne une information sur la réponse du noyau aux champs externes. On applique le principe variationnel aux solutions HFB  $\Phi_q$  pour chaque contrainte de déformation :

$$\delta \langle \Phi_q | \hat{H} - \sum_i \lambda_i \hat{Q}_i | \Phi_q \rangle = 0 \quad (\text{E.3})$$

où les  $\hat{Q}_i$  sont des opérateurs collectifs. En pratique, on choisit les opérateurs  $\hat{Q}_0$  et  $\hat{Q}_2$  qui génèrent des déformations quadrupolaires axiales et triaxiales et qui sont définis de la façon suivante :

$$\hat{Q}_0 = 2z^2 - x^2 - y^2 \text{ et } \hat{Q}_2 = x^2 - y^2 \quad (\text{E.4})$$

Les  $q_i$  étant donnés, les facteurs de Lagrange  $\lambda_i$  sont déterminés par les conditions de contrainte :

$$\langle \Phi_q | \hat{Q}_i | \Phi_q \rangle = q_i \quad (\text{E.5})$$

Ce système d'équations est résolu numériquement en chaque point de déformation  $q_i$  en calculant les états de particule indépendante.

# Annexe F

## Compléments analytiques

### F.1 Détermination de Cranking du tenseur d'inertie

Pour un noyau tournant autour d'un axe  $k$ , avec une vitesse angulaire  $\omega$ , les moments d'inertie sont obtenus en résolvant l'équation de Cranking (HFB dans le repère tournant) [107] :

$$\delta \langle \phi_q^\omega | \hat{H} - \omega \hat{I}_k | \phi_q^\omega \rangle = 0$$

où  $\hat{I}_k$  est la composante suivant l'axe  $k$  de l'opérateur de moment angulaire dont la valeur moyenne est  $\langle \hat{I}_k \rangle_\omega = \langle \phi_q^\omega | \hat{I}_k | \phi_q^\omega \rangle$ . Dans ces conditions, le moments d'inertie est égal à :

$$\mathcal{J}_k^{TV} = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\langle \hat{I}_k \rangle_\omega}{\omega}$$

En pratique, les moments d'inertie  $\mathcal{J}_k^{TV}$  n'ont pas été calculés. On a préféré, suivant la méthode souvent employée dans des contextes similaires [108], renormaliser la formule perturbative d'Inglis Belyaev pour inclure de façon simple les corrections dynamiques de Thouless Valatin :  $\mathcal{J}_k^{TV} \approx \alpha^{TV} \mathcal{J}_k^{IB}$  avec  $\alpha^{TV} = 4/3$  et

$$\mathcal{J}_k^{IB} = \hbar^2 \sum_{\mu, \nu} (u_\mu v_\nu - u_\nu v_\mu)^2 \frac{|\langle \mu | \hat{I}_k | \nu \rangle|^2}{E_\mu + E_\nu}$$

### F.2 L'interaction de Gogny

L'interaction à deux corps mise en œuvre ici est l'interaction de Gogny [64] dont la principale caractéristique est d'avoir une partie centrale de portée finie. Les autres termes de l'interaction incluent un terme de spin orbite et

un terme dépendant de la densité, tous deux de portée nulle, et un terme exprimant l'interaction coulombienne entre les protons.

Pour deux nucléons situés en  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$ , le potentiel d'interaction s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
 v_{12} = & \sum_{j=1,2} \exp^{-\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^2}{p_j^2}} (W_j + B_j P_\sigma - H_j P_\tau - M_j P_\sigma P_\tau) && \text{Partie centrale} \\
 & + i W_{LS} \vec{\nabla}_{12} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \wedge \vec{\nabla}_{12} \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) && \text{Terme de spin orbite} \\
 & + t_3 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha(\vec{r}_1 + \vec{r}_2) && \text{Terme de densité} \\
 & + (1 + 2\tau_{1z})(1 + 2\tau_{2z}) \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} && \text{Interaction coulombienne}
 \end{aligned}$$

où  $P_\sigma$  et  $P_\tau$  sont les opérateurs d'échange de spin  $\sigma$  et d'isospin  $\tau$ . Dans les calculs présentés ici, on utilise le jeu de paramètres D1S qui a été employé dans la plupart des travaux où l'interaction est mise en œuvre. Les paramètres pour la partie centrale sont :

$j$	$p_j$	$W_j$	$B_j$	$H_j$	$M_j$
1	0.7	-1720.3	1300.0	-1813.53	1397.6
2	1.2	103.64	-163.48	162.81	-223.93

et pour les parties de spin orbite et de densité :

$t_3$	$x_0$	$\alpha$	$W_{LS}$
1390.6	1.0	1/3	-130.0

## F.3 Propriétés de symétrie

### F.3.1 Base d'oscillateur harmonique triaxial

Les états de quasiparticule  $\Phi$  se décomposent sur une base d'oscillateur harmonique cartésien à trois dimensions (oscillateur triaxial) en prenant l'axe  $Oz$  comme axe de quantification :

$$\langle \vec{r} | \Phi \rangle = \langle \vec{r} | n_x n_y n_z s_z \rangle = (i)^{n_y} \psi_{n_x}(x) \psi_{n_y}(y) \psi_{n_z}(z) \zeta\left(\frac{1}{2} s_z\right)$$

où les  $\psi_{n_t}(t)$  (pour  $t = x, y$  ou  $z$ ), sont des solutions d'oscillateur normalisées, c'est à dire le produit d'un terme gaussien et d'un polynôme d'Hermite d'ordre  $n_t$  en  $t$ , et où  $\zeta((1/2)s_z)$  est le spineur à deux composantes :

$$\zeta(+\frac{1}{2}) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ et } \zeta(-\frac{1}{2}) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

### F.3.2 Symétries triaxiales

L'approche microscopique que nous avons mise en oeuvre repose sur le jeu de symétries prsupposées que l'on rassemble sous le nom de "symétries triaxiales". Un système vérifiant le jeu de symétries triaxiales est invariant de symétrie par rapport aux 3 plans principaux  $yOz, xOz, xOy$  et respecte de plus l'invariance par renversement du temps.

A partir des opérateurs de réflexion  $\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3$  par rapport aux plans  $yOz, xOz, xOy$ , qui ne commutent pas entre eux, on définit deux nouvelles observables :

$$\Pi_{12} = -i\Pi_1\Pi_2$$

qui correspond à la signature  $Z$ , et :

$$\Pi_{123} = -\Pi_1\Pi_2\Pi_3$$

qui n'est autre que la parité  $P$ .

L'action de chacun des opérateurs de symétrie sur les polynômes d'Hermite sont bien connus, on en déduit les résultats suivants :

$$\begin{aligned} - \Pi_{12} |n_x n_y n_z s_z\rangle &= (-1)^{n_x + n_y + n_z} |n_x n_y n_z s_z\rangle \\ - \Pi_{123} |n_x n_y n_z s_z\rangle &= (-1)^{n_x + n_y + n_z} |n_x n_y n_z s_z\rangle \end{aligned}$$

La parité et la signature sont imposées dans les calculs, qui se font alors par blocs de parité  $+1$  et  $-1$ , et par blocs de signature  $+s_z$  et  $-s_z$ .





# Annexe G

## Tests de convergence des calculs HF Bohr

Les paramètres à tester sont la taille de la base Hartree-Fock notée  $N_0$ , et la taille de la base Bohr  $N_B$ . Les tests ont été effectués sur les noyaux de  $^{74}\text{Ge}$  et  $^{82}\text{Ge}$ .

### G.1 Troncatures

Pour le calcul, la base d'oscillateur harmonique ne peut pas être de taille infinie et doit donc être tronquée. Pour cela on utilise la prescription de troncature déformée :

$$\sum_{i=1}^3 \hbar \omega_i \left( n_i + \frac{1}{2} \right) \leq \hbar \omega_0 \left( N_0 + \frac{5}{2} \right)$$

$N_0$  est la dimension caractéristique de la base, qui correspond à  $(N_0 + 1)$  couches majeures à la sphéricité, et où l'oscillateur harmonique sphérique équivalent est défini par la condition de conservation de volume :

$$\omega_0 = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{\frac{1}{3}}$$

Les solutions générales du Hamiltonien de Bohr s'expriment de la façon suivante :

$$\Phi_{\alpha IM}(a_0, a_2, \theta, \varphi, \psi) = \sum_K f_K(a_0, a_2) \varphi_{MK}^I(\theta, \varphi, \psi)$$

où les  $\varphi_{MK}^I$  sont les matrices de rotation de Wigner et les  $f_K$  des fonctions de la seule déformation.  $I$  est le moment angulaire total,  $M$  la projection de  $I$  sur l'axe  $Oz$  et  $K$  la projection sur l'axe de rotation. Les fonctions

$f_K$  sont décomposées en éléments analogues à des monômes en  $a_0^{n_0}a_2^{n_2}$ . Le développement est limité aux termes vérifiant :

$$n_0 + n_2 \leq N_B$$

où  $N_B$  est la caractéristique de dimension de la base Bohr.

Les valeurs de  $N_0$  et  $N_B$  ont été déterminées par agrandissement successif jusqu'à obtention de solutions numériquement stables comme on le verra par la suite.

### G.1.1 Taille de la base d'oscillateur harmonique

Dans un premier temps, on a fait varier le paramètre  $N_0$  de 8 à 12, pour déterminer à partir de quelle valeur de  $N_0$  le potentiel et les paramètres de masse sont stables. Les résultats sont présentés sur la figure G.1 pour le potentiel, et sur la figure G.2 pour le paramètre de masse  $B_{\beta\beta}$ . On constate que le potentiel varie très peu avec  $N_0$ . En revanche, le paramètre de masse  $B_{\beta\beta}$  n'est stable qu'à partir de  $N_0 = 10$ .

Ces résultats sont confirmés par la stabilité des spectres montrés sur la figure G.3 qui ont été réalisés avec  $N_B = 18$ . On constate que les énergies  $2_1^+$  se stabilisent à partir de  $N_0 = 10$ . pour les calculs la valeur de  $N_0 = 11$  a été considérée comme la plus adaptée.

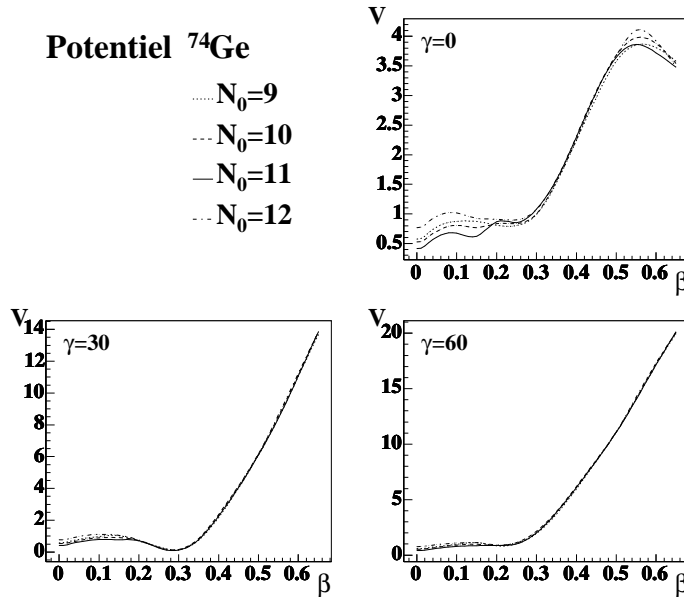


FIG. G.1 – Potentiel Hartree-Fock du noyau de  $^{74}\text{Ge}$  calculé avec différentes valeurs de  $N_0$ . On compare différentes valeurs de  $\gamma$ .

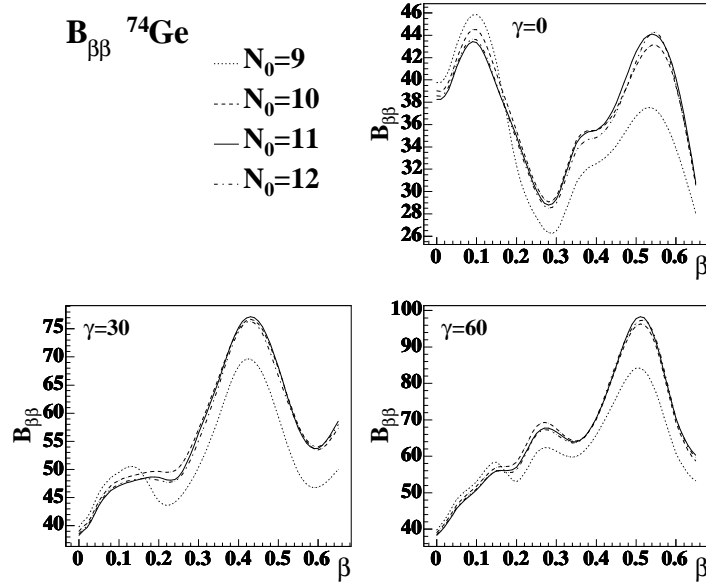


FIG. G.2 – Paramètre de masse  $B_{\beta\beta}$  du noyau de  $^{74}\text{Ge}$  calculé avec différentes valeurs de  $N_0$ , on compare différentes valeurs de  $\gamma$ .

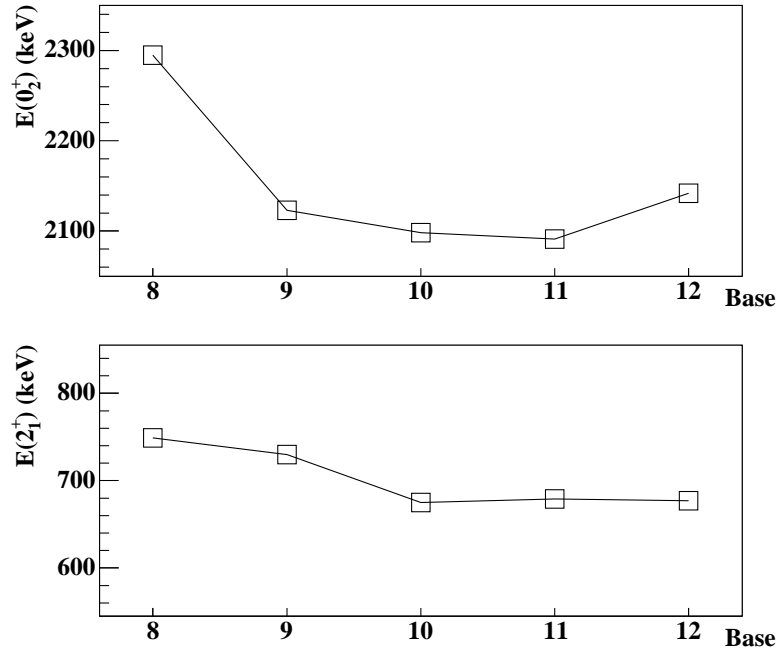


FIG. G.3 – Energies des états  $2_1^+$  et  $0_2^+$  calculées sur une base de taille 18, pour différentes valeurs du paramètre  $N_0$ .

On peut se demander quelle est l'influence du potentiel et des paramètres

de masse sur le calcul des énergies dans une base de taille fixe. On voit sur la figure G.3 les énergies  $2^+$  et  $0^+$  calculées sur une base de taille 18 et pour différentes valeurs de  $N_0$  (ce qui joue essentiellement sur les paramètres de masse comme on l'a vu). On observe des fluctuations sur l'énergie  $2^+$  de l'ordre de 50 keV entre  $N_0=8$  et 10, puis celle-ci se stabilise; ceci confirme donc que le choix de faire les calculs sur  $N_0=11$  est justifié. En ce qui concerne les énergies  $0^+$ , on observe une grande variation entre  $N_0=8$  et 9, puis celle-ci se stabilise avec des variations inférieures à 50 keV. Ceci nous permet d'établir que les énergies que l'on calcule sont fiables à 3% près.

### G.1.2 Taille de la base de Bohr

Nous ensuite avons testé la stabilité par rapport à la taille de la base : partant d'une base de taille 14, on est passé à 16, puis 18 et 20, en ayant fixé  $N_0 = 11$ . Les résultats sont représentés sur la figure G.4. Les énergies  $2^+$  sont stables pour toutes les tailles de base, les énergies  $0^+$  se stabilisent à partir de 18. C'est cette dernière valeur  $N_B = 18$  qui a été retenue pour les calculs.

A titre d'illustration, une base caractérisée par  $N_B = 18$  correspond à 32 fonctions indépendantes pour les états  $0^+$  et à 55 fonctions pour les états  $2^+$ .

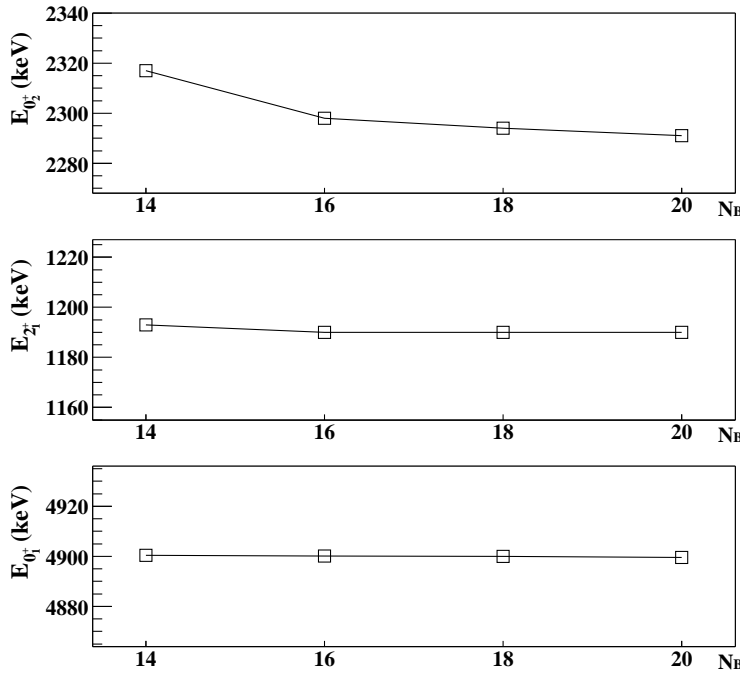


FIG. G.4 – Comparaison des valeurs calculées des énergies  $2^+$  et  $0^+$  du  $^{82}\text{Ge}$  avec différentes taille de la base et  $N_0 = 11$ .

## Annexe H

### Potentiels et fonctions d'onde calculés sur la chaîne isotopique des Zn

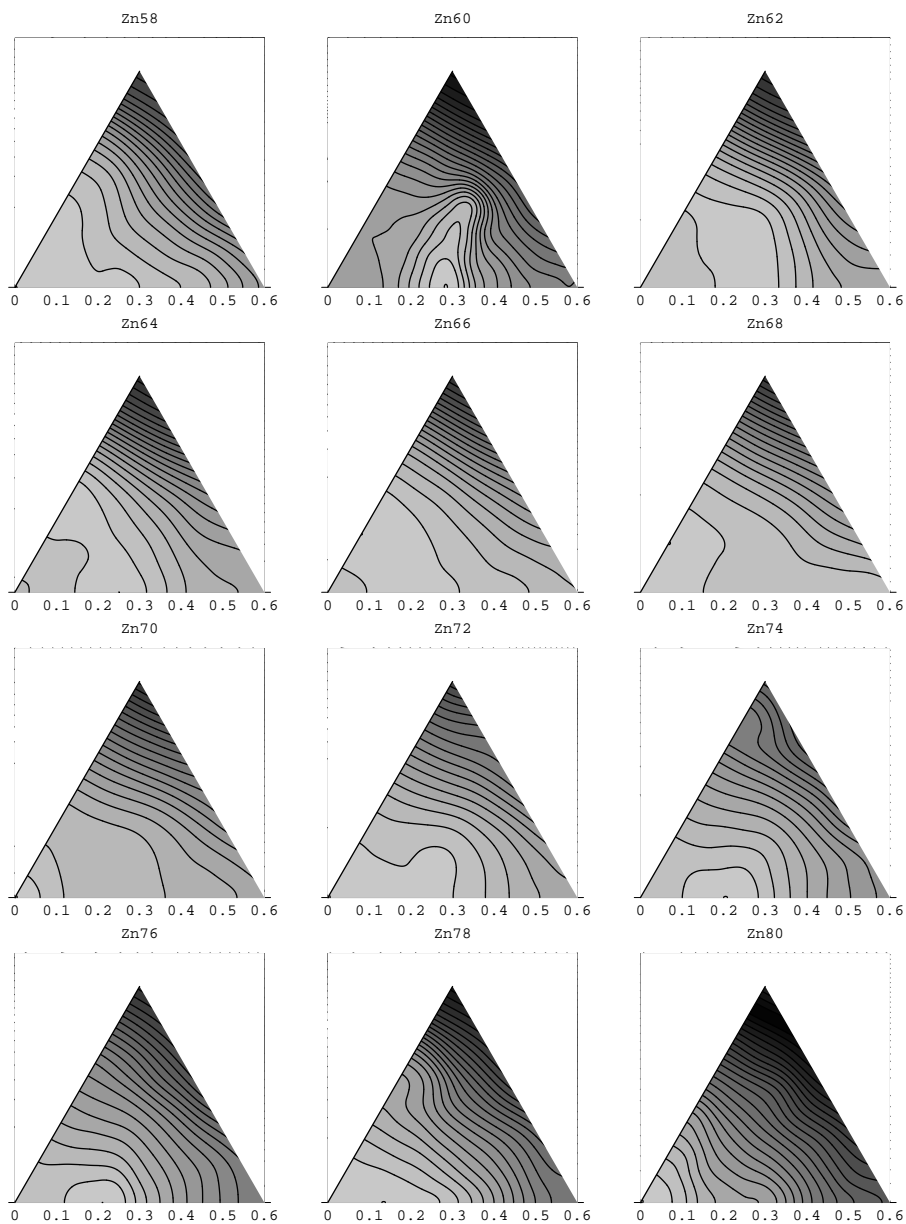


FIG. H.1 – Cartographie des potentiels de  $^{58-80}\text{Zn}$ , en fonction de la déformation  $\beta$  pour  $0 \leq \gamma \leq 60$ . Chaque ligne correspond à une équipotentielle, distantes de 1 MeV ; les plus petites valeurs de potentiel sont en gris clair et augmentent jusqu'au gris foncé. Le nom du noyau est indiqué au dessus du potentiel.

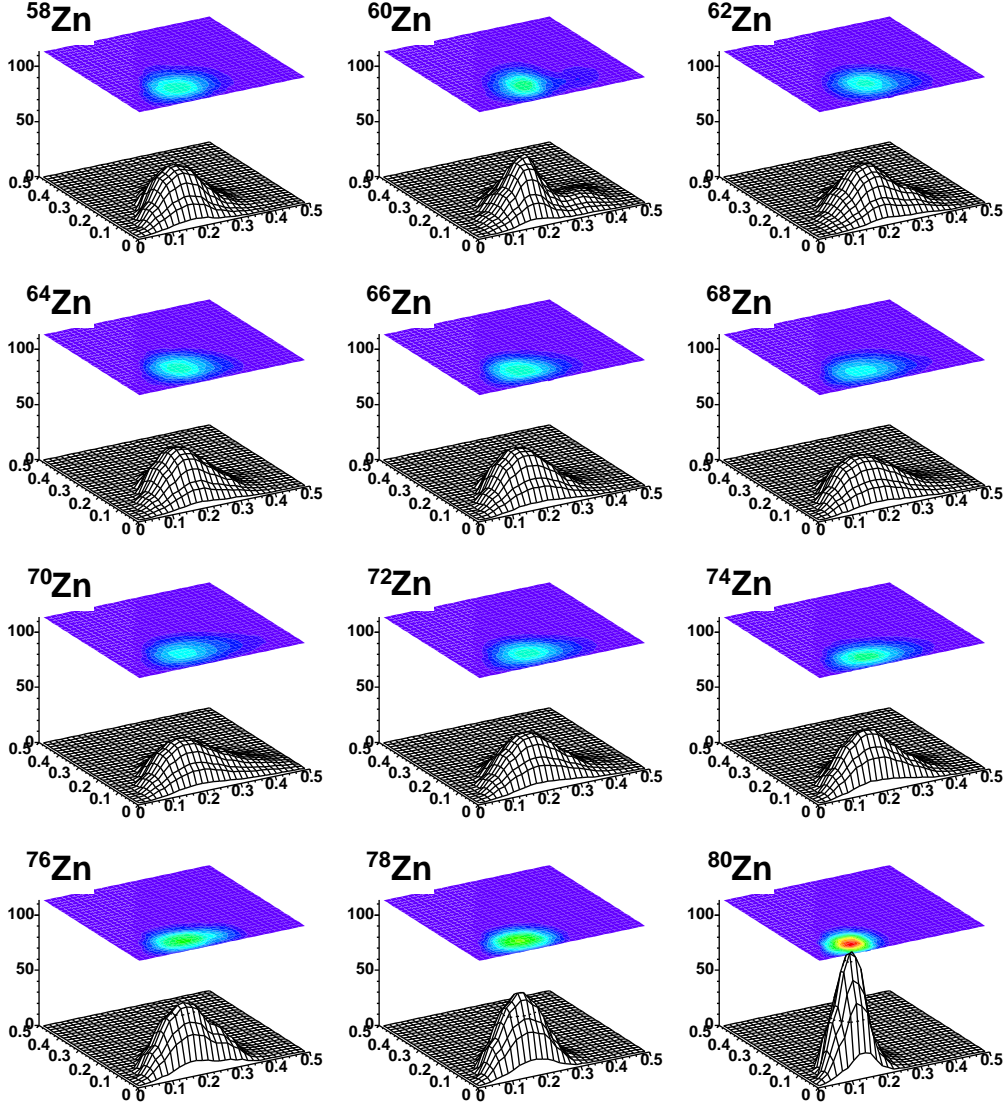


FIG. H.2 – Densités de probabilité de présence de l'état  $0_1^+$  de  $^{58-80}\text{Zn}$  dans l'espace de déformation  $\beta$ - $\gamma$ . Les densités sont représentées en trois dimensions et au dessus de chacune, une projection sur deux dimensions est également représentée pour chaque noyau.



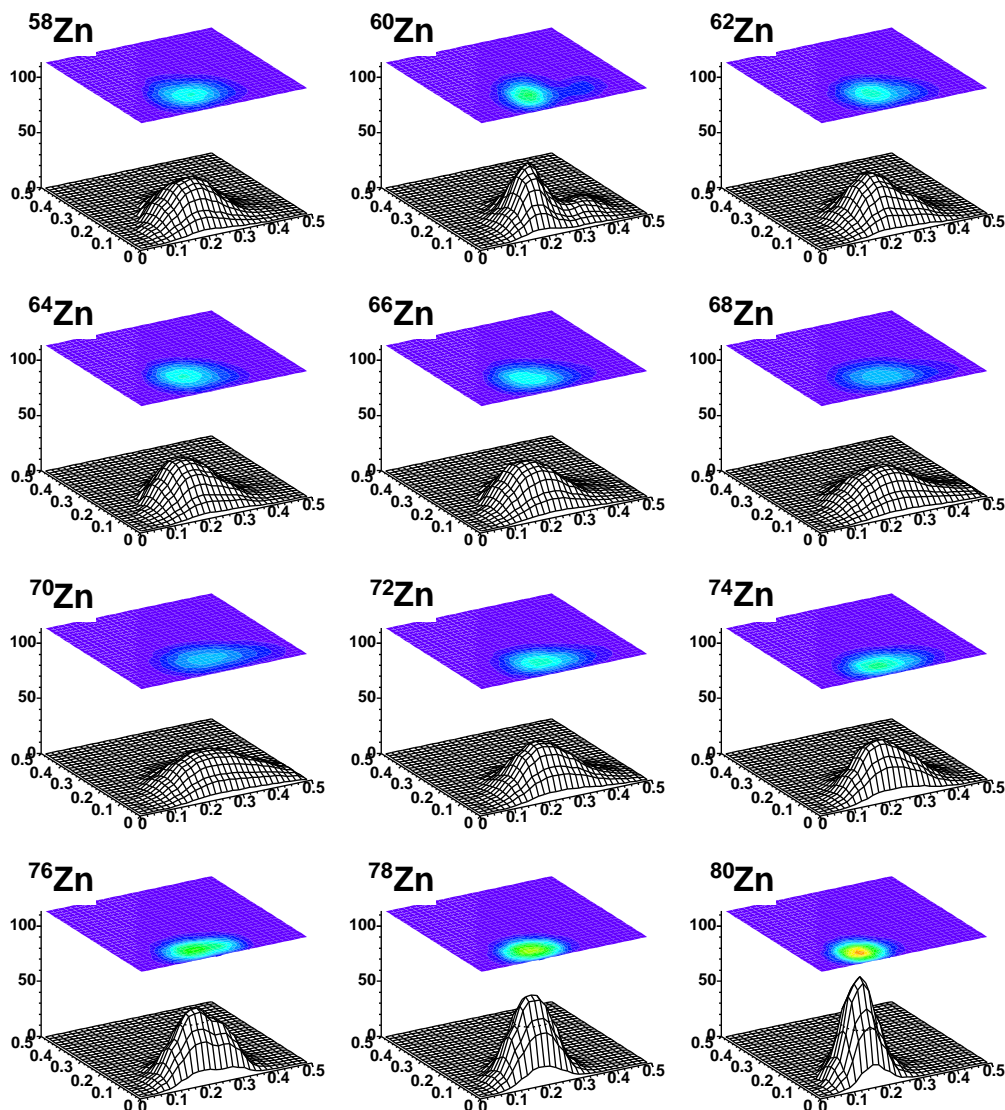


FIG. H.3 – Densités de probabilité de présence de l'état  $2_1^+$  de  $^{58-80}\text{Zn}$  dans l'espace de déformation  $\beta$ - $\gamma$ . Les densités sont représentées en trois dimensions et au dessus de chacune, une projection sur deux dimensions est également représentée pour chaque noyau.

## Annexe I

### Potentiels et fonctions d'onde calculés sur la chaîne isotopique des Ge

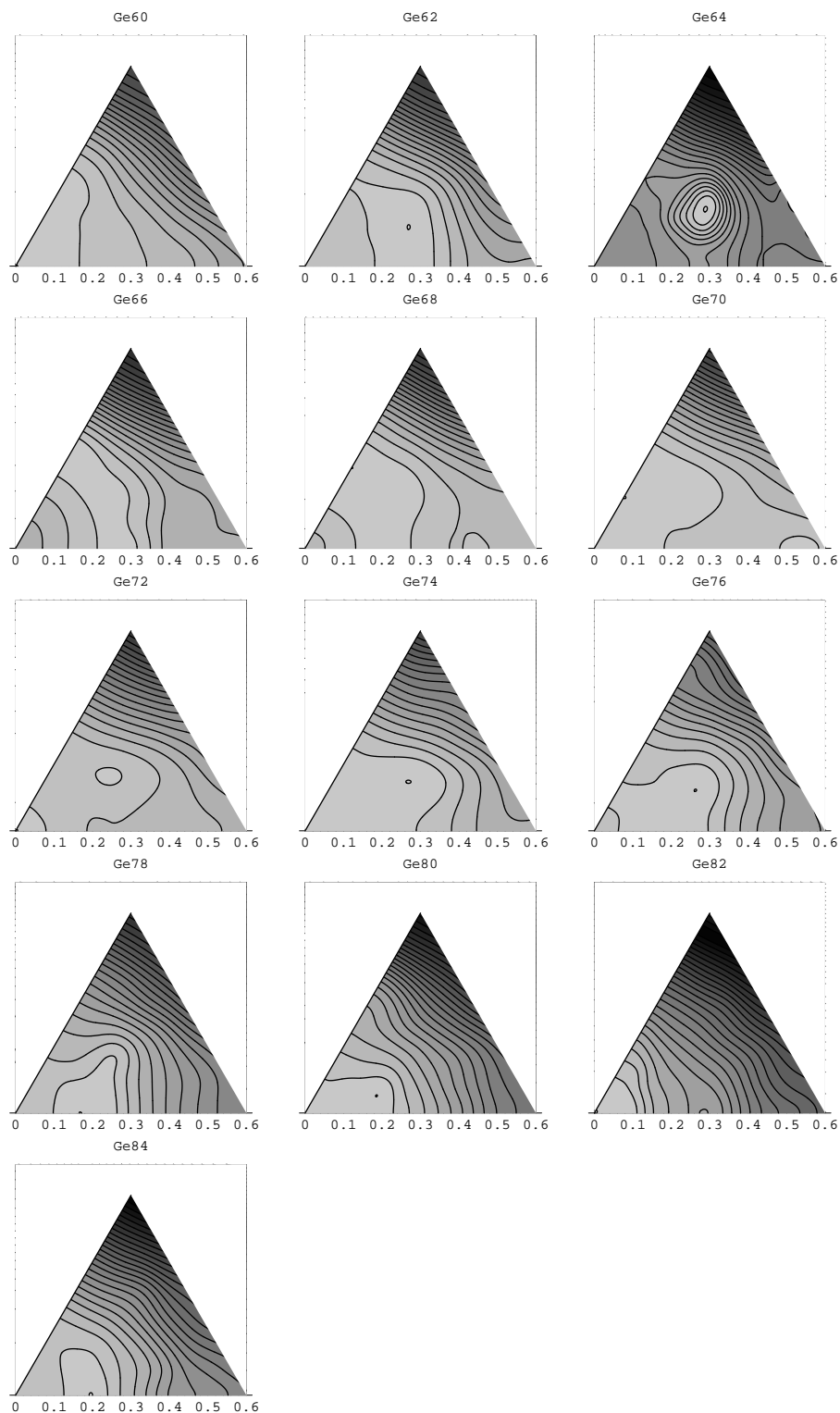


FIG. I.1 – Cartographie des potentiels de  $^{60-84}\text{Ge}$ , en fonction de la déformation  $\beta$  pour  $0 \leq \gamma \leq 60$ . Chaque ligne correspond à une équipotentielle, distantes de 1 MeV ; les plus petites valeurs de potentiel sont en gris clair et augmentent jusqu'au gris foncé. Le nom du noyau est indiqué au dessus du potentiel.

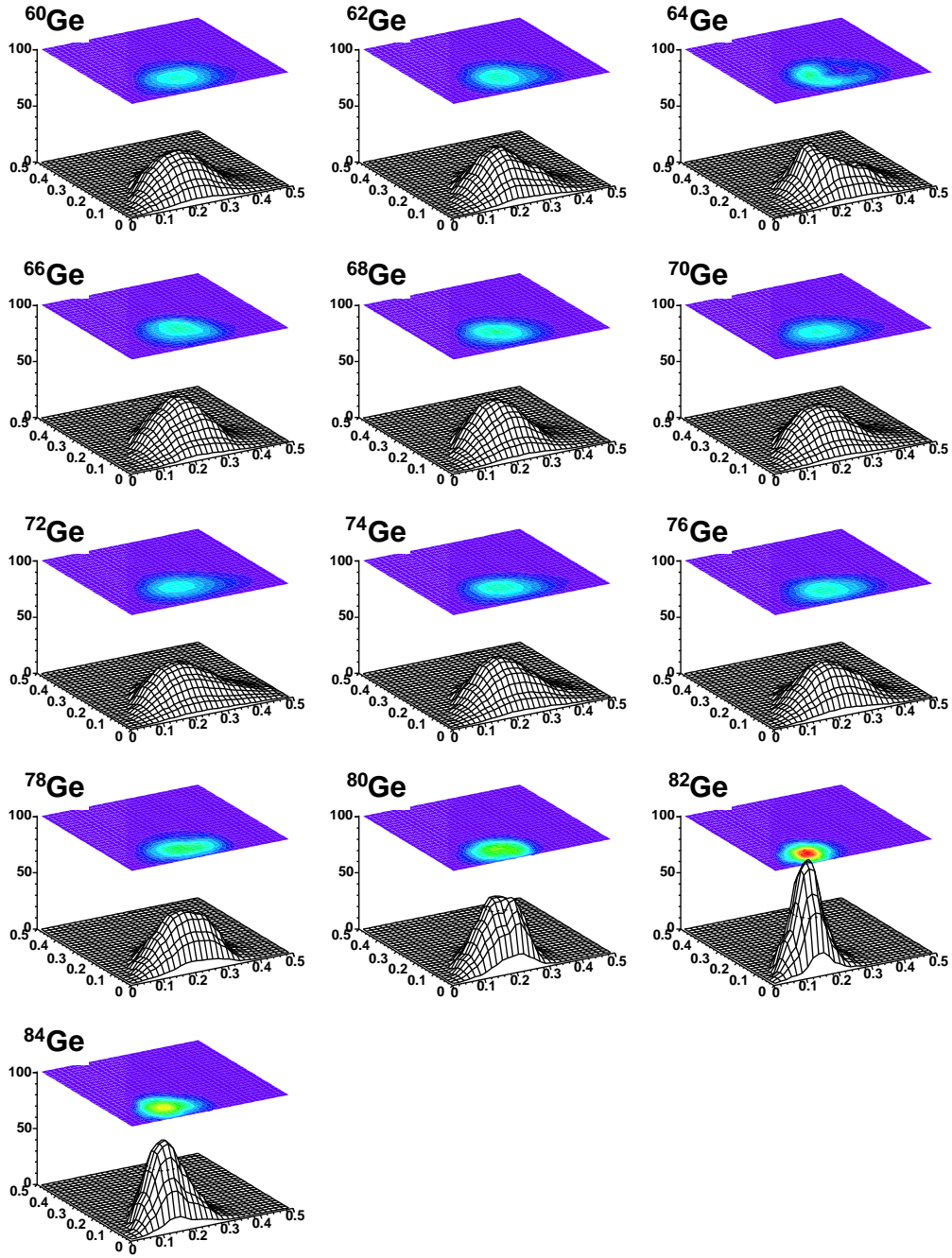


FIG. I.2 – Densités de probabilité de présence de l'état  $0_1^+$  de  $^{60-84}\text{Ge}$  dans l'espace de déformation  $\beta$ - $\gamma$ . Les densités sont représentées en trois dimensions et au dessus de chacune, une projection sur deux dimensions est également représentée pour chaque noyau.

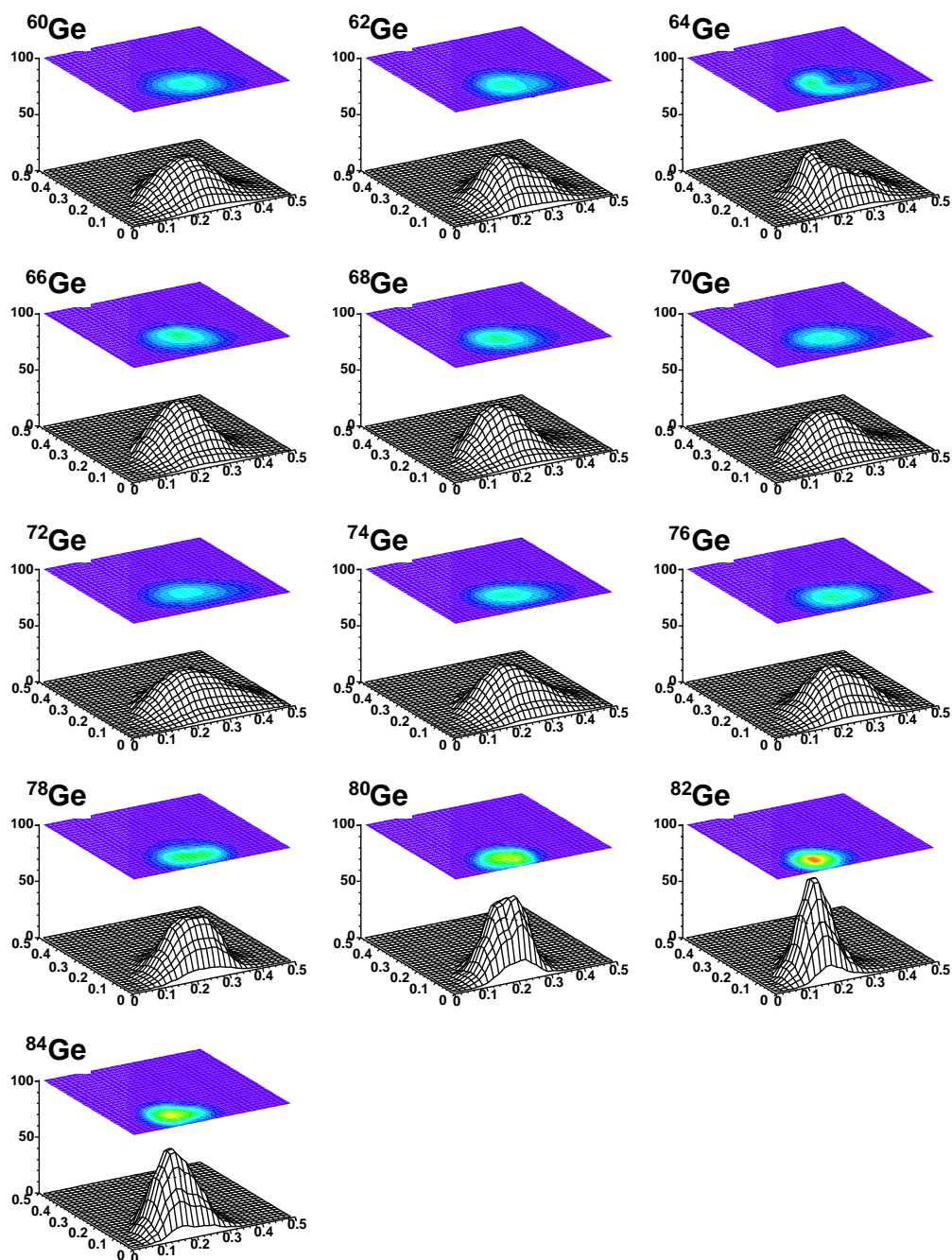


FIG. I.3 – Densités de probabilité de présence de l'état  $2_1^+$  de  $^{60-84}\text{Ge}$  dans l'espace de déformation  $\beta$ - $\gamma$ . Les densités sont représentées en trois dimensions et au dessus de chacune, une projection sur deux dimensions est également représentée pour chaque noyau.

# Bibliographie

- [1] M. G. Mayer, Phys. Rev. **78** (1950) 16
- [2] M. G. Mayer, Phys. Rev. **74** (1948) 235
- [3] M. G. Mayer, Phys. Rev. **75** (1949) 1969
- [4] O. Haxel, J. Hans, D. Jensen, H. E. Suess, Phys. Rev. **75** (1949) 1766
- [5] C. Thibault *et al.*, Phys. Rev. **C12** (1975) 193
- [6] G. Hubert *et al.*, Phys. Rev. **C18** (1978) 2342
- [7] C. Détraz *et al.*, Phys. Rev. **C19** (1978) 171
- [8] M. Bernas *et al.*, Phys. Lett. **113B** (1982) 279
- [9] S. Leenhardt, thèse de l'Université Paris XI (2000)
- [10] P. Federman et S. Pittel, Phys. Lett. **69B**(1977) 385
- [11] Otsuka *et al.*, Eur. Phys. Jour. **A20** (2004) 69
- [12] Ch. Engelman *et al.*, Z. Phys. **A352** (1995) 351
- [13] M. Sawicka *et al.*, Phys. Rev. **C68** (2003) 044304
- [14] J. M. Daugas *et al.* Phys. Lett. **B476** (2000) 213
- [15] K. Langanke *et al.*, Phys. Rev. **C67** (2003) 044314
- [16] R. Grzywacz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 766
- [17] W. F. Mueller *et al.*, Phys. Rev. **C61** (2000) 054308
- [18] B. Jäkel, W. Westmeier et P. Patzelt, Nucl. Instr. and Meth. **A261** (1987) 543
- [19] S. Balraj, NDS **74** (1995) 63
- [20] M. Stanoiu, Thèse de l'Université de Caen (2003)
- [21] J. I. Prisciandaro *et al.*, Phys. Rev. **C60** (1999) 054307
- [22] G. M. Temmer et N. P. Heydenburg, Phys. Rev. **104** (1956) 967
- [23] W. R. Wisseman et R. M. Williamson, Nuc. Phys. **21** (1960) 688
- [24] R. Lecomte *et al.*, Phys. Rev. **C22** (1980) 2420
- [25] S. Raman *et al.*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **78** (2001)

- [26] P. Mayet, communication privée
- [27] T. Bjornstad *et al.*, Nucl. Phys. **A453** (1986) 463
- [28] K. Kawade *et al.*, Z. Phys. **A308** (1982) 33
- [29] B. Fogelberg et J. Blomqvist, Nucl. Phys. **A429** (1984) 205
- [30] J. Blomqvist *et al.*, Z. Phys. **A314** (1983) 199
- [31] H. Niefnecker, in : T. von Egidy, F.J. Hartmann, D. Habs, K.E.G. Löbner, H. Niefnecker (Eds.), Research with Fission Fragments, World Scientific, Singapore (1997) 54
- [32] P. Grand et N. Goland, Nucl. Instr. and Meth. **145** (1977) 49
- [33] J. P. Lestone et A. Gavron, Phys. Rev. **C49** (1994) 372
- [34] M. Mirea *et al.*, Il Nuovo Cimento **A111** (1998) 267
- [35] S. Sundell *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **B70** (1992) 160
- [36] R. Kishner et E. Roeckl, Nucl. Instr. and Meth. **133** (1976) 187
- [37] B. Roussière *et al.*, IPNO DR 02-002
- [38] J. C. Putaux *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **186** (1981) 321
- [39] P. Paris *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **186** (1981) 91
- [40] C. Lau, thèse de l'Université Paris XI (2000)
- [41] F. Hosni, thèse de l'Université Paris XI (2004)
- [42] C. Lau *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **B204** (2003) 246
- [43] F. Ibrahim *et al.*, Eur. Phys. Jour. **A15** (2002) 357
- [44] J. K. Tulli, NDS **66** (1992) 1
- [45] J. K. Tulli, NDS **81** (1981) 331
- [46] K. L. Kratz *et al.*, Z. Phys. **A340** (1991) 419
- [47] [http://ipnweb.in2p3.fr/activitech/frame\\_actech/html](http://ipnweb.in2p3.fr/activitech/frame_actech/html)
- [48] P. Hoff et B. Fogelberg, Nucl. Phys. **A368** (1981) 210
- [49] D. Verney, communication privée
- [50] U. Koester, communication privée
- [51] I. Talmi, Simple Models of Complex Nuclei, vol. 7 of Contemporary Concepts in Physics, Harwood Academic Publisher, 1993
- [52] R. F. Casten, Nuclear structure from a simple perspective, Oxford University Press, New York, 1990
- [53] I. Deloncle et B. Roussière, CSNSM 2003-01
- [54] P. Ring et P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem, Springer-Verlag, New York, 1980
- [55] S. L. Tabor, Phys. Rev. **C34** (1986) 311

- [56] Y. M. Zhao et Y. Chen, Phys. Rev. **C52** (1995) 1453
- [57] O. Kenn *et al.*, Phys. Rev. **C63** (2001) 064306
- [58] E. Caurier *et al.*, arXiv :nucl-th/0402046 (2004)
- [59] O. Sorlin *et al.*, Phys. rev. Lett. **88** (2002) 092501
- [60] X. Ji et B. H. Wildenthal, Phys. Rev. **C37** (1988) 1256
- [61] F. L. Goodin *et al.*, Phys. Rev. **C16** (1977) 784
- [62] X. Ji et B. H. Wildenthal, Phys. Rev. **C39** (1989) 701
- [63] J. Libert, M. Girod et J.P. Delaroche, Phys. Rev. **C60** (1999) 054301
- [64] J. Dechargé et D. Gogny, Phys. Rev. **C21** (1980) 1568
- [65] J. P. Delaroche *et al.*, Phys. Rev. **C70** (1994) 2332
- [66] E. Iouldachbaeva, thèse de l'Université Bordeaux I (1997)
- [67] S. Peru, thèse de l'Université Paris VII (1997)
- [68] H. Dancer, thèse de l'Université Claude Bernard - Lyon I (2000)
- [69] D. H. Schiff et B. Jancovici, Nucl. Phys. **58** (1964) 678
- [70] D. L. Hill et J. A. Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953) 1102
- [71] J. J. Griffin et J. A. Wheeler, Phys. Rev. **108** (1957) 311
- [72] K. Kumar et M. Baranger, Nucl. Phys. **A110** (1968) 529
- [73] F. M. H. Villars, Nucl. Phys. **A285** (1977) 269
- [74] K. Kumar et M. Baranger, Nucl. Phys. **A92** (1966) 608
- [75] O. Sorlin, communication privée
- [76] A. Poves *et al.*, Nucl. Phys. **A694** (2001) 157
- [77] F. Nowacki, thèse Ires 1996
- [78] Kahana *et al.*, Phys. Rev. **180** (1969) 956
- [79] O. Sorlin *et al.*, Eur. Phys. J. **A14** (2002) 1-5
- [80] S. Franchoo *et al.*, Phys. Rev. **C64** (2001) 054308
- [81] M. Girod *et al.*, Phys. Rev. **C37** (1988) 2600
- [82] S. Peru, communication privée
- [83] C. Bingham et M. L. Halbert, Phys. Rev. **C2** (1971) 2297
- [84] T. P. Cleary, Nucl. Phys. **A301** (1978) 317
- [85] K. Haravu *et al.*, Phys. Rev. **C1** (1970) 938
- [86] E. A. Henry *et al.*, Phys. Rev. **C7** (1973) 222
- [87] C. M. Jensen *et al.*, Phys. Rev. **C15** (1977) 1972
- [88] S. Raman *et al.*, Phys. Rev. **C28** (1983) 602



- [89] C. M. Baglin, Nucl. Data Sheets **86** (1999) 1
- [90] B. Singh, Nucl. Data Sheets **85** (1998) 1
- [91] R. G. Helmer, Nucl. Data Sheets **95** (2002) 543
- [92] J. A. Winger *et al.*, Phys. Rev. **C38** (1988) 285
- [93] E. Wallander, A. Nilsson *et al.*, Nucl. Phys. **A361** (1981) 395
- [94] J. P. Omtvedt, B. Gogelberg et P. Hoff, Z. Phys. **A339** (1991) 349
- [95] J. K. Tuli, NDS 81 (1997) 331
- [96] D. Bardayan *et al.*, communication à V Latinamerican Symposium on Nuclear Physics, Santos, Brésil (2003), proceedings à paraître
- [97] A. F. Lisetskiy *et al.*, Phys. Rev. **C70** (2004) 044314
- [98] D. Verney, communication privée
- [99] J. Dobaczewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 981
- [100] I. Talmi et I. Unna, Nucl. Phys. **19** (1960) 225
- [101] J. B. Ball *et al.*, Phys. Lett. **B41** (1972) 581
- [102] D. H. Gloeckner et F. J. D. Serduke, Nucl. Phys. **A220** (1973) 477
- [103] J. Blomqvist et L. Rydstrom, Phys. Scr. **31** (1985) 31
- [104] J. C. Hill *et al.*, Vème International conference on nuclei far from stability, Rosseau Lake, Ontario, Canada 1987, AIP conference proceedings, ed : I. S. Townen (1988) 164
- [105] M. Honma *et al.*, Phys. Rev. **C69** (2004) 034335
- [106] K. Alder *et al.*, Rev. Mod. Phys. (1956) 432
- [107] B. Giraud et B. Grammaticos, Nucl. Phys. **A233**(1974) 373
- [108] D. J. Thouless et J. G. Valatin, Nucl. Phys. **31** (1962) 211